

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE  
Faculté de génie  
Département de génie mécanique

APPROCHES ANALYTIQUES ET  
NUMÉRIQUES POUR LA PRÉDICTION  
DU BRUIT TONAL ET LARGE BANDE  
DE SOUFFLANTES DE  
TURBORÉACTEURS

Thèse de doctorat  
Spécialité : génie mécanique

Jérôme DE LABORDERIE

Jury : Nouredine ATALLA  
Alain BERRY (co-directeur)  
Pascal FERRAND  
Stéphane MOREAU (directeur)  
Thomas NODÉ-LANGLOIS  
Michel ROGER

Sherbrooke (Québec) Canada

Septembre 2013



Library and Archives  
Canada

Published Heritage  
Branch

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque et  
Archives Canada

Direction du  
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file Votre référence*

*ISBN: 978-0-494-96307-4*

*Our file Notre référence*

*ISBN: 978-0-494-96307-4*

#### NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

#### AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

---

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

Canada

# RÉSUMÉ

Dans un turboréacteur civil à haut taux de dilution, l'étage de soufflante contribue significativement au rayonnement acoustique d'un avion en phase d'approche. La problématique de ce projet de recherche s'inscrit dans le cadre de l'amélioration des méthodes de prédiction du bruit tonal et large bande créé par l'interaction rotor-stator d'un étage de soufflante, afin de fournir des outils pour une conception silencieuse des avions.

Une étude bibliographique conduit à choisir deux approches pour la prédiction du bruit de soufflante. D'une part, les modèles analytiques prenant en compte l'effet de grille sont adaptés à des études paramétriques dans un contexte industriel, mais font appel à plusieurs hypothèses simplificatrices. D'autre part, les méthodes numériques permettent de considérer des configurations réalistes au prix d'efforts de calculs importants. Les objectifs originaux consistent donc à évaluer des modèles avec effets de grille, à proposer des améliorations afin de les rendre plus fiables et à développer une nouvelle méthode numérique pour le bruit de turbomachine. Celle-ci repose sur des simulations aérodynamiques compressibles instationnaires dans lesquelles les sources acoustiques sont directement calculées puis rayonnées à l'aide d'une analogie acoustique.

Dans le cadre du bruit tonal, des simulations instationnaires d'écoulement par la méthode des équations de Navier-Stokes moyennées (URANS) sont réalisées sur des configurations simplifiées d'étages rotor-stator et sur un compresseur axial réaliste. Les sources acoustiques déterministes créées par l'interaction des sillages moyens du rotor avec les aubes du stator sont correctement résolues, permettant l'application de la méthode numérique. Un modèle de grille est amélioré afin de prendre en compte une décomposition plus fine de l'excitation ainsi que les effets de cambrure de l'aube dans la prédiction des sources. Ces améliorations sont validées par comparaisons avec les résultats de la méthode numérique. Cette dernière s'avère très efficace pour la prédiction du bruit tonal lorsque les sources sont réparties sur la cambrure réelle des aubes puisque les effets pleinement 3D de la réponse du stator et de la géométrie des aubes sont inclus.

Concernant le bruit à large bande, trois modèles avec effets de grilles sont évalués sur deux cas tests réalistes. L'effet de grille est significatif pour des stators avec recouvrement, à la fois sur les sources et sur la puissance rayonnée sur toute la bande de fréquences. De plus, un modèle avec une réponse de grille tri-dimensionnelle et une analogie acoustique en conduit fournit les meilleurs résultats relativement aux mesures. Par ailleurs, une simulation aux grandes échelles (LES) est effectuée sur le compresseur axial. L'interaction des sillages turbulents du rotor avec les aubes est correctement résolue et crée les sources acoustiques à large bande. La LES permet une meilleure compréhension des phénomènes physiques en vue d'une amélioration des modèles analytiques. Enfin, l'application de la méthode numérique fournit les spectres de puissances acoustiques et s'avère prometteuse.

**Mots-clés :** Aéroacoustique, simulation aérodynamique instationnaire, interaction rotor-stator, bruit de soufflante, bruit tonal, bruit large bande.

# ABSTRACT

In a modern high bypass ratio turbofan engine, the fan stage significantly contributes to the acoustic energy radiated by an aircraft at approach conditions. This research project takes place in the framework of improving prediction methods for tonal and broadband noise created by the rotor-stator interaction in a fan stage in order to provide tools for quieter designs of aircrafts.

A literature review leads to the choice of two approaches for the fan noise prediction. On the one hand, analytical models taking into account cascade effects are designed for parametrical studies in an industrial context although they use several simplifying hypotheses. On the other hand, numerical methods allow considering realistic configurations but are computationally demanding. Thus the original objectives of this work consist in evaluating cascade based acoustic models, in proposing modifications to improve their reliability, and in developing a new numerical method for turbomachinery noise. The latter is based on unsteady compressible aerodynamic simulations to directly compute acoustic sources that are then radiated with an acoustic analogy.

For tonal noise studies, unsteady flow simulations using Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations (URANS) are performed on simplified rotor-stator configurations as well as on a realistic axial compressor stage. The deterministic acoustic sources created by the rotor wake interaction with the downstream stator vanes are correctly resolved, allowing the application of the numerical method. A cascade analytical model is improved in order to introduce a better decomposition of the excitation as well as vane camber effects in the acoustic sources prediction. These improvements are validated by comparisons with the results of the numerical method. The vane thickness is also seen to have a second order effect. Finally the developed numerical method is shown to be very efficient for tonal noise prediction with a distribution of sources following the mean vane camber line since the fully 3D effects of the stator response and of the vane geometry are included.

In the broadband noise context, three cascade based analytical models are evaluated and compared to an isolated airfoil model on two realistic test cases. Cascade effects are found to play a major role both on the acoustic sources and on the acoustic power over the frequency band for overlapping vanes. A model including a tri-dimensional cascade response as well as an acoustic analogy within an annular duct provides the best results compared to measurements. Moreover a Large-Eddy Simulation (LES) is performed on the axial compressor. The turbulent rotor wakes interaction with the downstream stator vanes is correctly resolved and creates broadband acoustic sources. The LES allows a better understanding of physical phenomena in order to improve analytical models. Finally the application of the numerical method provides the acoustic power spectra radiated within the duct and appears to be promising.

**Keywords:** Aeroacoustics, unsteady aerodynamic simulation, rotor-stator interaction, fan noise, tonal noise, broadband noise.



# REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été réalisé à la Faculté de Génie Mécanique de l'Université de Sherbrooke et a été financé par le CRSNG<sup>1</sup>. Je souhaite avant tout exprimer mes sincères remerciements au professeur Stéphane Moreau pour m'avoir accueilli et encadré durant ces années de thèse. Ses nombreuses idées, ses conseils et son soutien auront été très utiles pour mener ce travail à son terme. Je remercie également le professeur Alain Berry pour avoir co-dirigé ce doctorat.

J'exprime toute ma gratitude aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'évaluer cette thèse, les professeurs Michel Roger et Pascal Ferrand de l'Ecole Centrale de Lyon, Thomas Nodé-Langlois d'Airbus et le professeur Noureddine Atalla de l'Université de Sherbrooke. Leurs expériences reconnues dans le domaine ainsi que leurs remarques attentives et rigoureuses valorisent ce mémoire de thèse.

Une partie des travaux de recherche a été menée en collaboration avec Thomas Nodé-Langlois et Vincent Blandeau du département acoustique d'Airbus France. Je tiens particulièrement à les remercier pour leur suivi attentif de l'avancée du projet et pour leurs idées qui ont apporté une réelle valeur ajoutée à cette thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance à l'équipe de Fluorem développant le solveur Turb'Flow, et en particulier à Lionel Gamet pour ses réponses toujours précises, pertinentes et rapides. Je salue également Michel Barrette, Jean-François Landry et Hui Zhong Lu du Centre de Calcul Scientifique de l'Université de Sherbrooke pour leur aide précieuse sur les problèmes informatiques et les serveurs de calculs.

Des discussions menées avec la professeure Sheryl Grace de Boston University et ses étudiants Julian Winkler et Andy Wixom ont conduit à une meilleure compréhension mutuelle du modèle acoustique de Ventres ; qu'ils en soient ici remerciés.

Je souhaiterais par ailleurs remercier Cyril Polacsek de l'ONERA pour nous avoir fourni les données CFD et expérimentales sur le cas compresseur du DLR, ainsi qu'Edmane Envia du centre de recherches NASA Glenn pour les données aérodynamiques et les mesures de puissances acoustiques sur le cas de la soufflante SDT.

Je tiens à remercier très chaleureusement tous les membres du groupe d'aéroacoustique côtoyés durant ces années de thèse. L'esprit d'entraide et l'ambiance sympathique qui y règnent ont rendu cette expérience inoubliable. Merci donc à Stéphan, Marlène, Laurent, Loïc, Marie, Arnaud, Dominic, Walid, Choukri, Michael, Arnaud, Thomas, Gaofeng, Guillaume, et tous les autres que j'oublie de citer.

Ma profonde reconnaissance s'adresse à mes parents et mes sœurs pour leur appui permanent au-delà de l'océan. Enfin, je remercie Hélène du fond du cœur pour sa patience durant ces « années skype », son soutien et son écoute qui m'ont fourni l'énergie nécessaire pour réaliser cette thèse, et surtout pour donner une autre dimension à ma vie au quotidien.

---

<sup>1</sup>Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada

# TABLE DES MATIÈRES

<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
Contexte de l'étude . . . . .	1
Rayonnement acoustique d'un turboréacteur . . . . .	2
Sources acoustiques d'une soufflante de turboréacteur . . . . .	4
Problématique et organisation du mémoire . . . . .	8
 <b>1 MÉTHODES DE PRÉDICTION DU BRUIT DE SOUFFLANTE</b>	 <b>10</b>
1.1 Introduction . . . . .	10
1.2 Analogie acoustique appliquée au bruit de soufflante . . . . .	11
1.2.1 Principe de l'analogie acoustique . . . . .	11
1.2.2 Formalisme en conduit annulaire . . . . .	13
1.2.3 Analogie de Goldstein . . . . .	17
1.3 Méthodes analytiques . . . . .	20
1.3.1 Brève revue des modèles acoustiques . . . . .	20
1.3.2 Configuration commune des modèles avec réponse de grille . . . . .	23
1.3.3 Modèle de Ventres . . . . .	25
1.3.4 Modèle de Glegg . . . . .	26
1.3.5 Modèle de Posson . . . . .	29
1.3.6 Modèle de Hanson . . . . .	29
1.4 Méthodes numériques . . . . .	30
1.4.1 Introduction . . . . .	30
1.4.2 Aérodynamique numérique . . . . .	31
1.4.3 Propagation acoustique linéaire . . . . .	35
1.5 Objectifs et méthodologie du projet . . . . .	38
 <b>2 ÉTUDE AÉRODYNAMIQUE URANS</b>	 <b>41</b>
2.1 Introduction . . . . .	41
2.2 Solveur aérodynamique . . . . .	42
2.3 Grille annulaire de plaques planes . . . . .	43
2.3.1 Mise en place du calcul . . . . .	43
2.3.2 Condition limite défilante . . . . .	45
2.3.3 Analyse de l'écoulement instationnaire . . . . .	51
2.4 Compresseur CME2 . . . . .	54
2.4.1 Configuration de l'étage . . . . .	54
2.4.2 Données expérimentales et numériques existantes . . . . .	56
2.4.3 Mise en place du calcul . . . . .	57
2.4.4 Analyse de l'écoulement instantané . . . . .	59
2.4.5 Validation de la simulation . . . . .	63
2.4.6 Analyse de l'écoulement instationnaire . . . . .	72
2.5 Conclusion . . . . .	81

---

<b>3</b>	<b>BRUIT TONAL D'INTERACTION ROTOR-STATOR</b>	<b>82</b>
3.1	Introduction . . . . .	82
3.2	Extension d'un modèle de grille d'aubes . . . . .	83
3.2.1	Définition des rafales obliques . . . . .	83
3.2.2	Généralisation de l'analogie acoustique à un sens de rotation quel- conque . . . . .	86
3.2.3	Réponse de grille . . . . .	93
3.2.4	Puissance acoustique en conduit . . . . .	95
3.2.5	Réponse de grille avec effets de cambrure . . . . .	97
3.3	Mise en place de la méthode CAA . . . . .	99
3.3.1	Sources acoustiques réelles . . . . .	99
3.3.2	Deux approches pour le rayonnement acoustique . . . . .	102
3.4	Effets technologiques sur la prédiction du bruit tonal . . . . .	107
3.4.1	Comparaisons des sources acoustiques . . . . .	107
3.4.2	Discontinuités de la réponse de grille . . . . .	111
3.4.3	Puissances acoustiques . . . . .	114
3.5	Evaluation des rafales obliques pour la prédiction du bruit tonal . . . . .	118
3.5.1	Décomposition de l'excitation . . . . .	118
3.5.2	Critère sur les nombres d'ondes radiaux . . . . .	120
3.5.3	Comparaisons des sources acoustiques . . . . .	122
3.5.4	Discontinuités des réponses de grille . . . . .	123
3.5.5	Correction annulaire . . . . .	126
3.5.6	Puissances acoustiques . . . . .	129
3.6	Influence de la structure du sillage sur la prédiction du bruit tonal . . . . .	131
3.6.1	Sources acoustiques . . . . .	131
3.6.2	Puissances acoustiques . . . . .	133
3.7	Evaluation du modèle avec effets de cambrure . . . . .	134
3.7.1	Sources acoustiques . . . . .	134
3.7.2	Puissances acoustiques . . . . .	135
3.8	Conclusion . . . . .	138
<b>4</b>	<b>ÉTUDE AÉRODYNAMIQUE LES</b>	<b>140</b>
4.1	Introduction . . . . .	140
4.2	Méthode numérique . . . . .	141
4.2.1	Equations de Navier-Stokes filtrées . . . . .	141
4.2.2	Modèle de sous-maille SISM . . . . .	143
4.3	Mise en place du calcul . . . . .	144
4.3.1	Configuration et topologie du maillage . . . . .	144
4.3.2	Paramètres numériques . . . . .	147
4.4	Comparaisons de l'écoulement moyen . . . . .	148
4.4.1	Performances globales . . . . .	148
4.4.2	Champs moyens . . . . .	149
4.4.3	Profils radiaux moyens . . . . .	151
4.4.4	Coefficients de pression . . . . .	154
4.5	Analyse des couches limites sur les aubages . . . . .	156

---

4.6	Analyse de l'écoulement turbulent . . . . .	163
4.7	Conclusion . . . . .	166
<b>5</b>	<b>BRUIT À LARGE BANDE D'INTERACTION ROTOR-STATOR</b>	<b>167</b>
5.1	Introduction . . . . .	167
5.2	Cas tests réalistes . . . . .	168
5.2.1	Compresseur du DLR . . . . .	168
5.2.2	Etage de soufflante NASA SDT . . . . .	169
5.3	Evaluation de l'effet de grille . . . . .	171
5.3.1	Effet de grille sur les sources acoustiques . . . . .	172
5.3.2	Effet de grille sur la puissance acoustique . . . . .	180
5.4	Evaluation des modèles de grille 2D et 3D . . . . .	188
5.5	Méthode CAA pour le bruit à large bande . . . . .	194
5.5.1	Excitation turbulente incidente . . . . .	195
5.5.2	Sources acoustiques numériques . . . . .	201
5.5.3	Puissances acoustiques . . . . .	207
5.6	Conclusion . . . . .	210
	<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b>	<b>212</b>
<b>A</b>	<b>RÉPONSE DE GRILLE 2D DE VENTRES</b>	<b>217</b>
A.1	Configuration du modèle . . . . .	217
A.2	Fonction de noyau . . . . .	219
A.3	Résolution semi-analytique . . . . .	223
A.4	Validation de la réponse de grille . . . . .	226
A.5	Remarques de conclusion . . . . .	230
<b>B</b>	<b>BRUIT TONAL : DÉVELOPPEMENTS POUR UNE CONFIGURATION COMPLÈTE</b>	<b>231</b>
B.1	Expressions générales sans effets de cambrure . . . . .	231
B.2	Expressions générales avec effets de cambrure . . . . .	236
<b>C</b>	<b>COMPRESSEUR DU DLR - EXTRACTION DES DONNÉES CFD</b>	<b>238</b>
C.1	Présentation du calcul . . . . .	238
C.2	Profils de vitesse . . . . .	239
C.3	Intensité turbulente . . . . .	240
C.4	Echelle intégrale de turbulence . . . . .	241
C.5	Largeur du sillage . . . . .	242
<b>D</b>	<b>SPÉCIFICATIONS DES SERVEURS DE CALCULS UTILISÉS</b>	<b>244</b>

# LISTE DES FIGURES

1	Contribution des composantes du moteur et de la cellule au bruit total généralisé par un avion, en phases d'approche et de décollage . . . . .	2
2	Vue en coupe d'un turboréacteur à haut taux de dilution . . . . .	3
3	Directivités typiques des composantes d'un turboréacteur à haut taux de dilution . . . . .	4
4	Spectres de puissances acoustiques rayonnées par un étage de soufflante . .	5
5	Principaux mécanismes aérodynamiques à l'origine du bruit de soufflante .	6
1.1	Configuration et repère du conduit annulaire . . . . .	13
1.2	Configuration de l'étage de soufflante pour les modèles acoustiques . . . . .	24
1.3	Schémas des grilles déroulées à un rayon donné . . . . .	24
1.4	Configuration de la grille rectiligne dans le modèle de Ventres . . . . .	25
1.5	Configuration de la grille rectiligne dans les modèles de Glegg et Posson . .	26
1.6	Méthodes numériques de prédiction du bruit de soufflante . . . . .	32
2.1	Grille annulaire de plaques planes . . . . .	44
2.2	Domaines de calcul et vues du maillage à mi-envergure des grilles annulaires de plaques . . . . .	45
2.3	Définition des repères à l'entrée de la veine . . . . .	47
2.4	Excitation imposée à l'entrée . . . . .	47
2.5	Comparaison des vitesses tangentielles de l'excitation . . . . .	49
2.6	Divergence de l'excitation sur le plan d'entrée . . . . .	50
2.7	Comparaison des spectres de saut de pression pour deux excitations . . . . .	50
2.8	Résultats instationnaires pour la grille de plaques fines dans un écoulement non visqueux . . . . .	51
2.9	Résultats instationnaires pour la grille de plaques fines dans un écoulement visqueux . . . . .	52
2.10	Résultats instationnaires pour la grille de plaques épaisses dans un écoule- ment visqueux . . . . .	53
2.11	Compresseur de recherche CME2 . . . . .	54
2.12	Vue en coupe du banc compresseur CME2 . . . . .	56
2.13	Schéma du système de mesures LDA monté sur un bras robotisé . . . . .	56
2.14	Maillage RANS du compresseur CME2 . . . . .	57
2.15	Champs instantanés du nombre de Mach axial dans le plan aube à aube . .	60
2.16	Champs d'entropie en sortie du rotor et du stator . . . . .	62
2.17	Iso-surfaces du critère Q colorées par l'amplitude de la vorticité . . . . .	63
2.18	Courbes de performances du compresseur CME2 . . . . .	64
2.19	Comparaisons de profils radiaux moyens . . . . .	65
2.20	Distributions des coefficients de pression $C_p$ sur le rotor et le stator . . . . .	66
2.21	Position des plans de mesures dans l'étage de compresseur . . . . .	67
2.22	Comparaisons des profils azimutaux autour du rotor . . . . .	69
2.23	Comparaisons des profils azimutaux autour du stator . . . . .	71

---

2.24	Composante instationnaire de la vitesse axiale à mi-envergure . . . . .	73
2.25	Fluctuations de pression en deux points de la pale du rotor . . . . .	74
2.26	Distributions du coefficient de pression sur la pale pour quatre instants de la période de passage d'aube . . . . .	74
2.27	Fluctuations de pression en deux points de l'aube du stator . . . . .	75
2.28	Distributions du coefficient de pression sur l'aube pour quatre instants de la période de passage de pale . . . . .	75
2.29	Fluctuations des différences de pression sur une pale et une aube . . . . .	76
2.30	Profils de vitesses axiales à mi-envergure du conduit . . . . .	77
2.31	Evolution de l'excitation aérodynamique selon l'envergure du conduit . . .	78
2.32	Coefficients de Fourier de l'excitation selon l'envergure du conduit . . . .	80
3.1	Configurations de l'étage rotor-stator déroulé . . . . .	83
3.2	Représentation schématique des rafales obliques incidentes sur une aube de stator . . . . .	86
3.3	Définition des forces sur l'aube de stator . . . . .	89
3.4	Symétrie d'une rafale incidente sur une grille d'aubes . . . . .	95
3.5	Sauts de pression pour deux angles de calages opposés . . . . .	95
3.6	Schéma de principe de la méthode avec effets de cambrure . . . . .	98
3.7	Abcisses curvilignes sur les surfaces extradados et intrados de l'aube . . . .	100
3.8	Amplitude du spectre du saut de pression en deux points de l'aube du compresseur CME2 . . . . .	101
3.9	Méthode CAA : deux approches pour le rayonnement acoustique . . . . .	103
3.10	Partie réelle de la pression acoustique rayonnée en conduit fournie par la méthode CAA . . . . .	105
3.11	Puissances acoustiques modales rayonnées en conduit fournies par la méthode CAA . . . . .	106
3.12	Plaques fines, écoulement non visqueux, amplitudes des charges instationnaires . . . . .	108
3.13	Plaques fines, écoulement visqueux, amplitudes des charges instationnaires	110
3.14	Plaques épaisses, écoulement visqueux, amplitudes des charges instationnaires	111
3.15	Plaques fines, écoulement visqueux, détails des amplitudes de charges instationnaires . . . . .	112
3.16	Evolution des fréquences de coupure de modes de diffraction de grille selon l'envergure, grille annulaire de plaques fines. . . . .	113
3.17	Evolutions des fréquences de coupure de modes de canaux inter-aubes selon l'envergure, grille annulaire de plaques fines . . . . .	113
3.18	Grille annulaire de plaques fines, écoulement non visqueux. Puissances acoustiques modales rayonnées . . . . .	115
3.19	Grille annulaire de plaques fines, écoulement visqueux. Puissances acoustiques modales rayonnées . . . . .	116
3.20	Grille annulaire de plaques épaisses, écoulement visqueux. Puissances acoustiques modales rayonnées . . . . .	117
3.21	Reconstruction des coefficients de Fourier azimutaux . . . . .	119
3.22	Reconstruction de l'excitation . . . . .	119



---

5.2	Banc d'essai soufflante SDT de la NASA . . . . .	170
5.3	Schéma d'une grille rectiligne avec ses paramètres géométriques . . . . .	173
5.4	Etude paramétrique du saut de pression pour la configuration A . . . . .	175
5.5	Etude paramétrique du saut de pression selon la corde pour les configurations B et C . . . . .	178
5.6	Etude paramétrique du saut de pression intégré pour les configurations B et C . . . . .	179
5.7	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval du compresseur du DLR . . . . .	183
5.8	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de la soufflante SDT, configuration <i>baseline</i> , étude de l'effet de grille . . . . .	186
5.9	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de la soufflante SDT, configuration <i>low count</i> , étude de l'effet de grille . . . . .	187
5.10	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de la soufflante SDT, configuration <i>low count</i> modifiée, étude de l'effet de grille .	188
5.11	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de la soufflante SDT, configuration <i>baseline</i> , comparaisons des réponses de grilles	190
5.12	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de la soufflante SDT, configuration <i>low count</i> , comparaisons des réponses de grilles	190
5.13	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de la soufflante SDT, configuration <i>baseline</i> , comparaisons des modèles 2D et 3D	193
5.14	Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de la soufflante SDT, configuration <i>low count</i> , comparaisons des modèles 2D et 3D	193
5.15	Composante de la vitesse dans la direction de la corde enregistrée en amont du stator . . . . .	197
5.16	Moyenne glissante des fluctuations de vitesse sur un passage de pale . . . .	199
5.17	Densité Spectrale de Puissance (PSD) de la turbulence résiduelle . . . . .	199
5.18	Iso-contours moyens de la fonction de cohérence pour les trois composantes des fluctuations de la vitesse incidente . . . . .	201
5.19	Longueurs de cohérences radiales des fluctuations de la vitesse incidente . .	201
5.20	Fluctuations de pressions pariétales sur la surface extrados de l'aube, à mi-envergure . . . . .	202
5.21	Densités spectrales de puissance des fluctuations de pressions pariétales sur la surface extrados de l'aube à mi-envergure . . . . .	203
5.22	Iso-contours moyens de la fonction de cohérence des fluctuations de pressions pariétales . . . . .	204
5.23	Racine carrée de la fonction de cohérence des fluctuations de pressions pariétales . . . . .	204
5.24	Longueur de cohérence radiale de la réponse de l'aube . . . . .	205
5.25	Champ instantané de la dilatation à mi-envergure . . . . .	206
5.26	Comparaisons des puissances acoustiques prédites par le modèle analytique et la méthode CAA . . . . .	210
A.1	Configuration de l'étage rotor-stator déroulé du modèle de Ventres . . . . .	218
A.2	Configuration de la grille rectiligne du modèle de Ventres . . . . .	219



---

A.3	Contours d'intégration pour la résolution de la fonction de noyau . . . . .	221
A.4	Comparaison des sauts de pression le long de la corde, réponses de Ventres et Posson, cas test A . . . . .	228
A.5	Comparaison des sauts de pression le long de la corde, réponses de Ventres et Posson, cas test B . . . . .	229
A.6	Comparaison des sauts de pression le long de la corde, réponses de Ventres et Posson, cas test C . . . . .	229
A.7	Comparaison des sauts de pression le long de la corde, réponses de Ventres et Posson, cas test D . . . . .	230
B.1	Définition de l'angle de flèche . . . . .	231
B.2	Définition de l'angle de dévers . . . . .	231
B.3	Définition des repères et des composantes de vitesse . . . . .	232
C.1	Maillage structuré du rotor du compresseur du DLR . . . . .	238
C.2	Position du plan d'extraction des données aérodynamiques dans le calcul RANS . . . . .	239
C.3	Profils radiaux moyens du nombre de Mach hors sillage . . . . .	239
C.4	Vitesse turbulente à mi-envergure sur la largeur d'un passage de pale . . .	240
C.5	Profils radiaux des intensités turbulentes . . . . .	241
C.6	Profil radial moyen de l'échelle intégrale de longueur longitudinale . . . . .	242
C.7	Largeur du sillage . . . . .	243

# LISTE DES TABLEAUX

3	Principales sources aéroacoustiques d'une soufflante subsonique . . . . .	6
2.1	Principales caractéristiques géométriques des aubages du compresseur CME2	55
2.2	Espacement inter-roues du compresseur CME2 . . . . .	55
3.1	Modes de conduit passants et excités pour la configuration de la grille annulaire de plaques planes . . . . .	114
3.2	Modes de conduit passants et excités pour la configuration du compresseur CME2 . . . . .	129
3.3	Ecarts de prédiction de la puissance acoustique totale par harmonique . . .	138
5.1	Paramètres géométriques de l'aube du compresseur du DLR . . . . .	168
5.2	Paramètres géométriques de l'aube du stator SDT, configuration <i>baseline</i> .	170
5.3	Paramètres géométriques de l'aube du stator SDT, configuration <i>low count</i>	171
5.4	Effet de grille, description des paramètres utilisés dans la configuration A .	174
5.5	Effet de grille, description des paramètres utilisés dans la configuration B .	176
5.6	Effet de grille, description des paramètres utilisés dans la configuration C .	176
5.7	Paramètres turbulents extraits de la LES utilisés en entrée du modèle analytique . . . . .	199
A.1	Définitions des cas tests pour la comparaison des réponses de grilles . . . .	227
D.1	Propriétés techniques du serveur Mammouth Série II . . . . .	244
D.2	Propriétés techniques du serveur Colosse . . . . .	244

# LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition	Unité
<b>Lettres romaines</b>		
$a$	Indice d'un mode de canal inter-aubes	
$B$	Nombre de pales du rotor	
$C$	Corde	[m]
$C_f$	Coefficient de frottement	
$C_p$	Coefficient de pression	
$c_0$	Célérité du son	[m.s <sup>-1</sup> ]
$d$	Distance de non recouvrement des aubes	[m]
$E_{m,\mu}(r_d)$	Fonction radiale propre du mode de conduit $(m, \mu)$	
$e$	Espacement inter-roues	[m]
$f$	Force par unité de surface de l'aube sur le fluide	[Pa]
$f_{c,a}$	Fréquence de coupure du mode de canal inter-aubes d'indice $a$	[Hz]
$f_{c,m,\mu}$	Fréquence de coupure du mode de conduit d'indices $(m, \mu)$	[Hz]
$f_{c,k}$	Fréquence de coupure du mode de diffraction de grille d'indice $k$	[Hz]
$G$	Fonction de Green	
$g$	Espace inter-aubes	[m]
$K_c$	Fonction de noyau	
$h$	Distance normale aube à aube	[m]
$k$	Energie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$k$	Indice d'un mode de diffraction d'une grille rectiligne	
$k_r$	Nombre d'onde radial de l'excitation	[m <sup>-1</sup> ]
$(k_{xc}, k_{yc}, k_{zc})$	Composantes du vecteur d'onde de l'excitation dans le repère de la grille $\mathcal{R}_c$	[m <sup>-1</sup> ]
$(k_{xd}, k_{yd}, k_{zd})$	Composantes du vecteur d'onde de l'excitation dans le repère lié au plan aube à aube $\mathcal{R}'$	[m <sup>-1</sup> ]
$k_{m,\mu,x_c}^\pm$	Projection du nombre d'onde du mode de conduit $(m, \mu)$ selon la corde	
$l_r$	Longueur de cohérence radiale	[m]
$M$	Nombre de Mach	
$m$	Ordre azimutal du mode de conduit $(m, \mu)$	
$m_g$	Ordre azimutal de l'excitation	
$\mathbf{n}$	Vecteur unitaire normal à la surface	
$P$	Pression statique	[Pa]
$P_t$	Pression totale	[Pa]
$p$	Ordre du mode radial de l'excitation aérodynamique	
$p$	Pression acoustique	[Pa]
$Q$	Débit massique	[kg.s <sup>-1</sup> ]

Symbole	Définition	Unité
$\mathcal{R}'(x_d, y_d, z_d)$	Repère lié au plan aube à aube au rayon $r_d$	
$\mathcal{R}_c(x_c, y_c, z_c)$	Repère lié à la grille d'aubes	
$\mathcal{R}_d(x_d, r_d, \theta_d)$	Repère lié au conduit	
$\mathcal{R}_r(x_d, r_d, \theta_r)$	Repère lié au rotor	
$R_T$	Rayon de tête des aubes, rayon extérieur du conduit	[m]
$R_H$	Rayon de pied des aubes, rayon intérieur du conduit	[m]
$R_e$	Nombre de Reynolds	
$r_d$	Rayon courant	[m]
$s$	Abscisse curviligne	[m]
$s$	Harmonique de la BPF	
$T_r$	Période spatiale selon l'envergure de l'excitation	[m]
$T$	Période temporelle	[s]
$t$	Temps	[s]
$U_e$	Vitesse d'entraînement	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_{xd}$	Vitesse moyenne selon l'axe du conduit	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{U}$	Vecteur vitesse moyenne	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V$	Nombre d'aubes du stator	
$\mathbf{V}$	Vecteur vitesse absolue	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_a$	Vitesse absolue	[m.s <sup>-1</sup> ]
$W_{rel}$	Vitesse relative	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\hat{W}_s(r_d)$	Harmonique azimutale $s$ de $w$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\hat{W}_{s,p}$	Harmonique azimutale $s$ et radiale $p$ de $w$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$w$	Composante de la vitesse normale à l'aube (excitation aérodynamique)	[m.s <sup>-1</sup> ]
$x_d$	Position axiale courante	[m]
$y^+$	Taille de la première maille adimensionnée normale à la paroi	

### Lettres grecques

$\alpha$	Angle absolu de l'écoulement	[rad]
$\alpha_{BA}$	Angle d'entrée d'un profil	[rad]
$\alpha_{BF}$	Angle de sortie d'un profil	[rad]
$\beta$	Angle relatif de l'écoulement	[rad]
$\Gamma_{m,\mu}$	Carré de la norme de la fonction propre $E_{m,\mu}(r_d)$	
$\Gamma$	Circulation autour d'un profil	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm$	Nombre d'onde axial du mode de conduit $(m, \mu)$	
$\gamma$	Fonction de cohérence	
$\Delta$	Taille caractéristique de maille	[m]
$\Delta P(\mathbf{x}, \theta_d, t)$	Saut de pression sur aube	[Pa]
$\Delta P_\nu(x_d, r_d, t)$	Saut de pression sur l'aube $\nu$ en $\mathbf{x} = (x_d, r_d)$	[Pa]
$\Delta \hat{P}_{\nu,s}(x_d, r_d)$	Harmonique $s$ du saut de pression sur l'aube $\nu$ en $\mathbf{x} = (x_d, r_d)$	[Pa]
$\Delta x^+$	Taille de la première maille adimensionnée selon la corde	

Symbole	Définition	Unité
$\Delta z^+$	Taille de la première maille adimensionnée selon l'envergure	
$\delta$	Symbole de Kronecker	
$\zeta$	Solidité ( $C/g$ )	
$\eta$	Solidité ( $C/h$ )	
$\theta_d$	Position azimutale courante dans le repère $\mathcal{R}_d$	[rad]
$\mu$	Ordre radial du mode de conduit ( $m, \mu$ )	
$\mu$	Viscosité dynamique	[kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\nu$	Indice d'une aube du stator	
$\Pi$	Puissance acoustique	[W]
$\rho$	Densité	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Phase inter-aubes	[rad]
$\tau_w$	Contrainte de cisaillement à la paroi	[Pa]
$\varphi$	Angle de flèche	[rad]
$\chi$	Angle de calage par rapport à l'axe du conduit	[rad]
$\chi_{m,\mu}$	Valeur propre du mode de conduit ( $m, \mu$ )	
$\Psi_{m,\mu}$	Fonction propre du mode de conduit ( $m, \mu$ )	
$\psi$	Angle de dévers	[rad]
$\Omega$	Vitesse de rotation	[rad.s <sup>-1</sup> ]
$\omega$	Pulsation	[rad.s <sup>-1</sup> ]
$\Lambda$	Echelle intégrale de la turbulence	[m]
$\Phi_{ww}$	Spectre tri-dimensionnel de la composante de la vitesse turbulente normale aux aubes	[m <sup>5</sup> .s <sup>-2</sup> ]

### Lettres souscrites

$o$	Relatif à l'entrée de la veine
$b$	Relatif à la turbulence résiduelle ( <i>background</i> )
$c$	Relatif à la corde
$e$	Relatif à l'extrados
$H$	Relatif au moyeu du conduit
$i$	Relatif à l'intrados
$n$	Relatif au régime nominal
$r$	Relatif au rotor
$s$	Relatif au stator
$T$	Relatif à la paroi extérieure du conduit
$w$	Relatif à la turbulence du sillage ( <i>wake</i> )
$\nu$	Relatif à l'aube d'indice $\nu$

# LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Signification
BPF	<i>Blade Passing Frequency</i> , fréquence de passage de pale
CAA	<i>Computational Aero-Acoustics</i> , simulation numérique aéroacoustique
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i> , simulation numérique aérodynamique
CFL	nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> , simulation numérique directe
ECL	Ecole Centrale de Lyon
LDA	<i>Laser Doppler Anemometry</i> , anémométrie laser à effet Doppler
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i> , simulation numérique aux grandes échelles
OGV	<i>Outlet Guide Vanes</i> , stator en aval de la soufflante dans le conduit secondaire
PSD	<i>Power Spectral Density</i> , densité spectrale de puissance
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations</i> , équations moyennées de Navier-Stokes
RMS	<i>Root Mean Square</i> , racine carrée de la moyenne des fluctuations (au carré)
SISM	<i>Shear-Improved Smagorinsky Model</i> , modèle de Smagorinsky amélioré pour le cisaillement
URANS	<i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations</i> , équations moyennées de Navier-Stokes instationnaires
SWL	<i>Sound Power Level</i> , puissance acoustique

# INTRODUCTION

## Contexte de l'étude

D'après un rapport récent de l'OACI<sup>1</sup>, le trafic aérien commercial continue de s'accroître et pourrait atteindre un volume annuel de 5 milliards de passagers à l'horizon 2030 [113]. Conjugué à l'expansion des zones urbaines vers les aéroports existants, le nombre de personnes exposées aux émissions des avions augmentera à l'échelle mondiale. Dans son volet sur la protection de l'environnement, l'OACI définit trois domaines d'action : la réduction des émissions polluantes des moteurs d'avions au niveau local, la réduction des gaz à effet de serre à l'échelle planétaire, et la réduction des émissions sonores des avions [113]. La présente thèse de doctorat s'inscrit dans ce dernier domaine. En effet, outre l'aspect concurrentiel et les gains de parts de marchés, les motoristes et les avionneurs doivent concevoir des avions plus silencieux afin de respecter des normes environnementales, de plus en plus drastiques, définissant les seuils maximaux d'émissions sonores. En Europe par exemple, l'ACARE<sup>2</sup> a fixé comme objectif une diminution de 50% du bruit émis par les avions construits en 2020, et de 65% pour ceux délivrés en 2050, par rapport aux avions de la génération 2000. Dès lors, afin de proposer des solutions innovantes pour la réduction du bruit des avions, il devient indispensable à la recherche d'augmenter ses capacités de compréhension et de prédiction pour permettre aux industriels d'intégrer la problématique acoustique dans leurs phases de conceptions.

On s'intéresse seulement dans cette étude au bruit d'origine aérodynamique émis par un avion. Comme le montre la figure 1, les émissions acoustiques peuvent être divisées en une contribution venant de la cellule (*airframe*) composée du fuselage, des ailes, des volets et du train d'atterrissage, et la contribution du moteur. En conditions de décollage, ainsi qu'en phase d'approche dans une moindre mesure, le moteur participe de manière dominante au bruit créé par un avion, selon la figure 1. De nos jours, et depuis plus de 50 ans, l'architecture moteur la plus répandue dans l'aviation civile correspond au turboréacteur à haut taux de dilution [118]. C'est pourquoi cette thèse se concentre sur l'aéroacoustique du turboréacteur.

---

<sup>1</sup>Organisation de l'Aviation Civile Internationale.

<sup>2</sup>Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe.

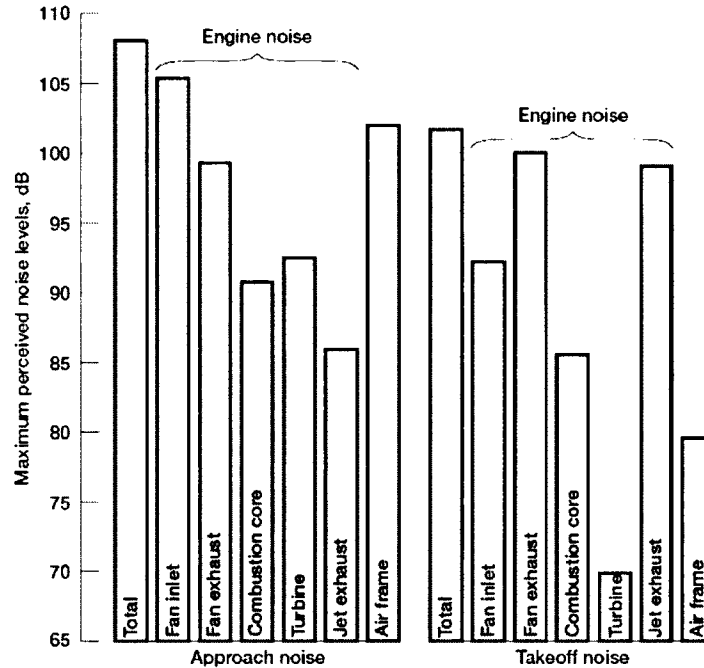


Figure 1 Contribution des composantes du moteur et de la structure au bruit total généré par un avion, en phases d'approche et de décollage [111].

## Rayonnement acoustique d'un turboréacteur

La figure 2 présente une vue en coupe d'un turboréacteur à haut taux de dilution (*high bypass ratio turbofan engine*) conçu par General Electric [111]. Un turboréacteur civil est composé d'un écoulement primaire, passant à travers l'ensemble des étages de turbomachines, et d'un écoulement secondaire, traversant seulement l'étage de soufflante et éjecté en aval. Le taux de dilution est le rapport entre les débits massiques secondaire et primaire. Depuis l'apparition des turboréacteurs à double flux, le taux de dilution n'a cessé d'augmenter, permettant de diminuer la vitesse de rotation de la soufflante, la consommation spécifique de carburant et d'augmenter le rendement [151]. Cela a eu également pour conséquence de diminuer le bruit émis par le jet de par la réduction de sa vitesse. Augmenter davantage le taux de dilution d'un turboréacteur par rapport aux valeurs atteintes aujourd'hui<sup>3</sup> devient critique, car la traînée engendrée par la nacelle va à l'encontre du rendement et de la consommation. C'est pourquoi quatre types d'architecture sont à l'étude ou en développement avancé : le turboréacteur avec soufflante à boîte de réduction [171], le turboréacteur à soufflante contra-rotative [158], le rotor contra-rotatif non caréné [158] et le turboréacteur à taux de dilution ultra élevé (*UHBPR*), ce dernier tendant à repousser la limite du taux de dilution d'un turboréacteur en réduisant la longueur de la

<sup>3</sup>par exemple 9.3 pour le Trent XWB de Rolls-Royce motorisant l'Airbus A350.



nacelle. Les configurations de type soufflante carénée sont donc toujours à l'étude parmi les architectures innovantes et requièrent de nouvelles études acoustiques. Dans un turbo-réacteur à double flux comme celui présenté sur la figure 2, les roues aubagées tournantes sont montées sur deux arbres co-axiaux. La détente des gaz dans la turbine basse pression fournit la puissance nécessaire pour faire tourner le compresseur basse pression et la soufflante. La turbine haute pression est liée au compresseur haute pression et leur vitesse de rotation est plus élevée que celle de l'arbre basse pression.

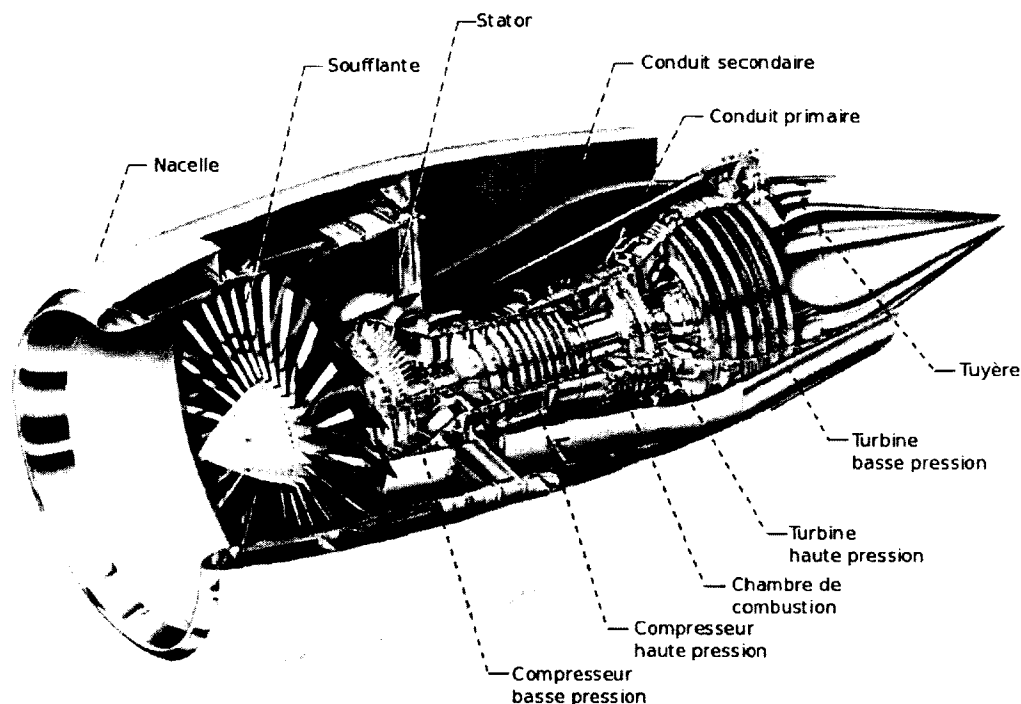


Figure 2 Vue en coupe d'un turboréacteur à haut taux de dilution, d'après [111].

La figure 1 montre que chaque composante d'un turboréacteur à haut taux de dilution, apparaissant sur la figure 2, rayonne un niveau sonore propre. Le bruit de turbomachine (soufflante, compresseurs et turbines) trouve son origine dans la succession de roues aubagées fixes (stator) et mobiles (rotor) vues par l'écoulement. Le bruit de combustion est causé par les fluctuations de chaleur liées aux flammes turbulentes présentes dans la chambre de combustion. Enfin le bruit de jet correspond au rayonnement de la turbulence propre des couches de cisaillement en sortie de tuyère. Au décollage, le bruit de jet et de soufflante en aval sont prédominants, alors qu'en phase d'approche le bruit de soufflante amont domine, le bruit de turbine et le bruit de combustion étant significatifs. Le rayonnement acoustique de chaque partie du turboréacteur peut également être étudié en termes de directivités, comme le présente la figure 3. De nouveau, la prédominance du bruit de soufflante est mise en évidence à l'approche. Au décollage, son influence est significative.

On remarque également que les directivités associées sont dirigées vers le sol et impactent donc les populations environnantes des aéroports.

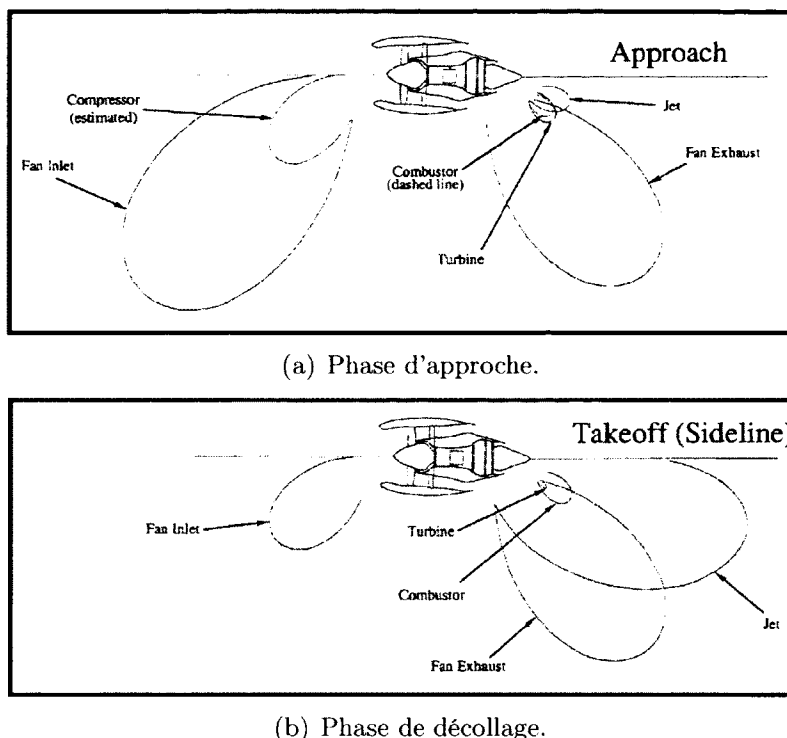


Figure 3 Directivités typiques des composants d'un turboréacteur à haut taux de dilution, d'après [71].

Finalement, étant donné l'importance significative de la soufflante par rapport aux autres composants moteurs dans le rayonnement acoustique d'un turboréacteur, il devient primordial de chercher à réduire les émissions acoustiques générées par celle-ci. C'est pourquoi ce mémoire se focalise sur le bruit de soufflante, dont les sources sont brièvement introduites dans la section suivante.

## Sources acoustiques d'une soufflante de turboréacteur

Dans tout ce document, le bruit de soufflante fait référence au bruit rayonné par l'étage de soufflante, composé d'un rotor placé en amont d'un stator, appelé aussi OGV (*Outlet Guide Vane*). Les aubages du rotor sont appelés les pales (*blades*), alors que ceux du stator sont désignés par le terme aubes (*vanes*). Comme observé précédemment, les deux points de fonctionnement ayant un impact acoustique sur la population au sol sont les phases d'approche et de décollage. Les caractéristiques de l'écoulement dans ces deux conditions d'opérations sont très différentes car la soufflante est en régime pleinement subsonique à

l'approche (nombre de Mach relatif en tête de pale  $M_r \approx 0.8 < 1$ ) alors que son régime est transsonique au décollage ( $M_r \approx 1.5 > 1$ ) [63]. Comme le montre la figure 4, les spectres de la puissance acoustique rayonnée par la soufflante sont de nature différente selon le point d'opération. En phase d'approche, des raies, ou tons, émergent d'une partie à large bande couvrant toutes les fréquences. Ces raies sont liées à la fréquence de passage des pales (BPF pour *Blade Passing Frequency*) du rotor et de ses harmoniques. Au décollage, lorsque la soufflante est transsonique, un grand nombre de raies supplémentaires apparaît dans le spectre de la figure 4(b). Ce phénomène est appelé le bruit aux fréquences multiples de la rotation (*buzz saw noise*). Ce dernier est causé par les chocs se formant sur les pales dans la section supersonique de la soufflante. A cause des variations géométriques d'une pale à une autre, venant de la fabrication, les chocs ne sont pas périodiques de pale à pale mais seulement périodiques sur une période de rotation, créant ainsi ce spectre caractéristique [88]. Le bruit de soufflante étant dominant en phase d'approche (figures 1 et 3), il est d'autant plus critique, c'est pourquoi toute l'étude menée dans ce mémoire concerne uniquement les soufflantes en régime pleinement subsonique.

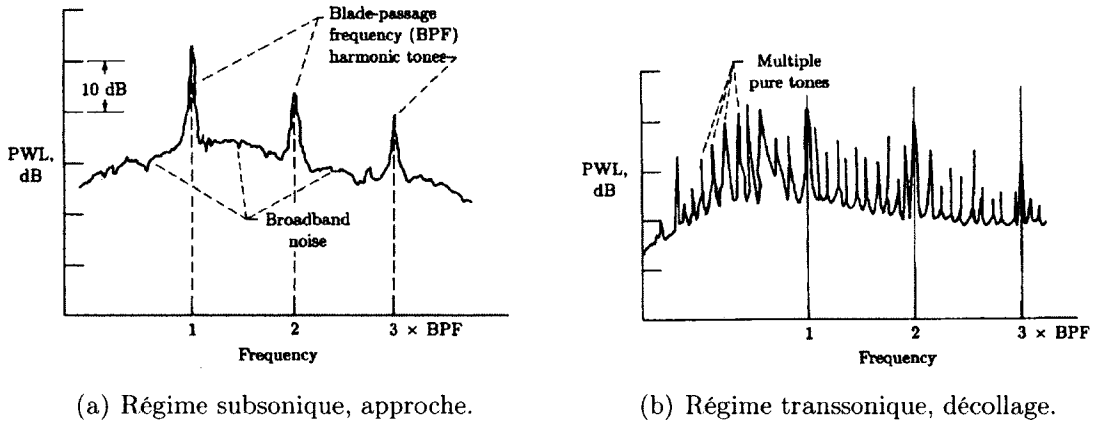


Figure 4 Spectres de puissances acoustiques rayonnées par un étage de soufflante, d'après [63].

La figure 5 présente schématiquement un étage de soufflante en entrée de turboréacteur, ainsi que les principaux mécanismes aérodynamiques participant à la génération du bruit de soufflante. Les sources aéroacoustiques d'une soufflante, résumées dans le tableau 3, sont multiples et complexes, et bien qu'elles aient été toutes identifiées, leur compréhension et leur modélisation font toujours l'objet de recherches [63]. L'un des phénomènes principaux en aéroacoustique des turbomachines concerne l'interaction d'une perturbation de l'écoulement incident avec un profil. Les sources de ce bruit dit de bord d'attaque correspondent aux fluctuations instationnaires de portance sur le profil générées par cette interaction. Ces fluctuations de charge rayonnent comme des dipôles ponctuels répartis sur

le profil [172]. En fait, ce bruit peut être vu comme la conversion d'une partie de l'énergie cinétique de l'écoulement en ondes acoustiques à cause de la discontinuité que représente le bord d'attaque et le profil pour l'écoulement [105]. Si la perturbation de vorticité est déterministe au cours du temps, alors le bruit créé est tonal et correspond par exemple aux raies de la figure 4(a). Ainsi les sillages moyens des pales du rotor, représentés par un déficit de vitesse et d'énergie, impactent les aubes du stator à la fréquence de passage de pale et contribuent à la majeure partie du bruit tonal [118]. De plus, une distorsion de l'écoulement amont aspirée par la soufflante est vue dans le repère lié au rotor comme une perturbation instationnaire créant également du bruit tonal. Cette non-uniformité est souvent causée par la forme du conduit d'entrée non axisymétrique [118].

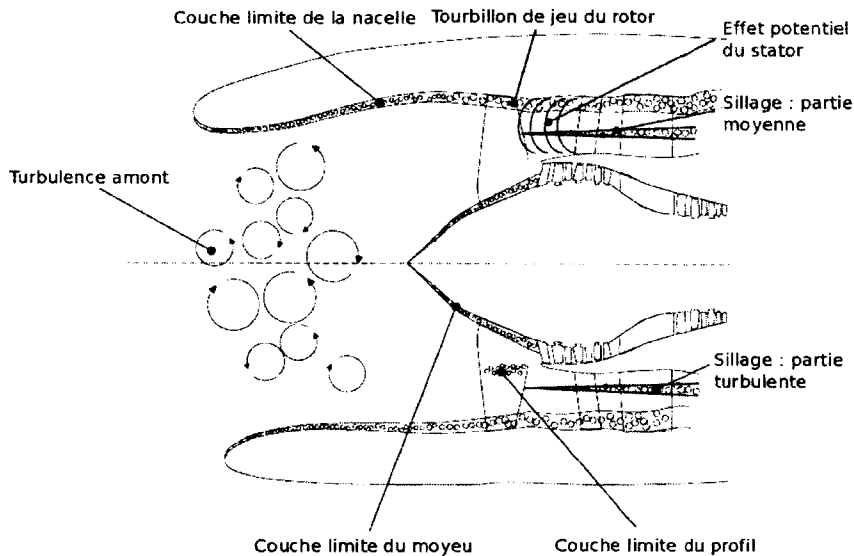


Figure 5 Principaux mécanismes aérodynamiques à l'origine du bruit de soufflante, d'après [31].

Tableau 3 Principales sources aéroacoustiques d'une soufflante car n e en régime subsonique.

	Sources tonales	Sources à large bande
Interaction écoulement incident-profil	Sillages moyens du rotor Distorsion de l'écoulement amont	Sillages turbulents du rotor Couches limites turbulentes Tourbillon de jeu (sur stator)
Autres mécanismes	Champ potentiel du stator	Turbulence propre Couche limite du profil Tourbillon de jeu (sur carter) Décollement du profil Détachement tourbillonnaire

---

Si la perturbation de l'écoulement est aléatoire, comme tous les écoulements turbulents recensés sur la figure 5, son interaction avec un profil génère du bruit sur une large bande de fréquences. Cela est le cas pour la turbulence atmosphérique ingérée par la soufflante créant des fluctuations de portance instationnaires et aléatoires sur les pales correspondant à des sources acoustiques sur un large spectre. De même, les sillages des pales contiennent un écoulement hautement turbulent provenant du mélange des couches limites sur les surfaces intrados et extrados des pales. Ces sillages sont convectés par l'écoulement moyen et sont à l'origine du bruit à large bande suite à leur interaction avec les aubes de stator. Les couches limites se développant le long des parois du conduit sont pleinement turbulentes lorsqu'elles rencontrent des profils d'aubages, générant des sources acoustiques aléatoires sur ceux-ci. En tête de pale du rotor, un écoulement de jeu existe à cause de la différence de pression entre les surfaces intrados et extrados. Cet écoulement se structure sous la forme d'un tourbillon créant des sources à large bande lors de son interaction avec la paroi du conduit [62], ainsi qu'avec les aubes en aval [31].

Il reste à citer trois mécanismes ne faisant pas partie du bruit de bord d'attaque et générateurs de bruit tonal. Comme le montre la figure 5, la présence des aubes du stator induit un champ potentiel, qui est instationnaire dans le repère lié au rotor. Cela crée une interaction au bord de fuite des pales et participe au bruit tonal à la fréquence de passage des pales du rotor. De plus, à la différence du bruit de charge instationnaire du rotor dû à une distorsion amont de l'écoulement, les forces sur les pales produisent un bruit de charge stationnaire même dans un écoulement uniforme. En effet, même si les forces sont constantes dans le repère du rotor, elles sont en rotation pour un observateur placé dans le repère fixe, générant ainsi le bruit de charge stationnaire (ou bruit de Gutin) [47]. Enfin, le volume d'air déplacé par les pales en rotation est responsable du bruit d'épaisseur. Cela correspond à une source de type monopolaire, répartie sur la surface des pales [31]. Cependant, Goldstein [52]<sup>4</sup> montre que ces deux sources acoustiques ne rayonnent pas en régime subsonique en conduit.

Parmi les autres sources acoustiques à large bande, la turbulence propre de l'écoulement correspond à une source quadripolaire. Pourtant même si le taux de turbulence est relativement élevé en aval des roues, on verra au chapitre 1 que cette source est souvent considérée plus faible et négligée devant les mécanismes d'interaction avec profils. Des études sur l'effet des quadripôles sont actuellement en cours [85]. Le bruit de bord de fuite, ou bruit propre de profil, est dû aux couches limites turbulentes à la surface du profil qui sont modifiées au passage du bord de fuite. Autrement dit, l'énergie cinétique

---

<sup>4</sup>paragraphe 4.3.

---

turbulente contenue dans les couches limites se diffracte en ondes acoustiques à cause de la discontinuité que représente le bord de fuite [105]. La couche limite extrados étant généralement de plus grande épaisseur que celle intrados et contenant une turbulence plus développée est principalement à l'origine de ce bruit. Le bruit propre, lié à l'état de la couche limite extrados, dépend directement de l'angle d'incidence et augmente avec ce dernier [141]. Il est intéressant de noter que le bruit propre de profil correspond au bruit minimal produit par une aube fixe et isolée, dans le cas où l'écoulement incident est non turbulent. Le bruit de décollement apparaît lorsque l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport au profil est trop grand induisant une séparation de la couche limite sur l'extrados. Dans ce cas des structures turbulentes de grandes tailles au niveau du bord de fuite forment un bruit à plus basse fréquence [31]. Si le bord de fuite est tronqué, ou relativement épais, un détachement tourbillonnaire de von Kármán apparaît, créant un bruit de détachement tourbillonnaire, à la fréquence du lâcher de tourbillons [31].

## Problématique et organisation du mémoire

Cette introduction met en évidence l'intérêt de l'étude aéroacoustique d'une soufflante de turboréacteur en phase d'approche. En effet, son bruit rayonné dominant le niveau sonore global émis par l'avion, sa réduction apparaît donc comme essentielle en vue d'une diminution de l'empreinte acoustique des aéronefs en approche d'un aéroport. Toutes les sources acoustiques d'une soufflante identifiées dans le tableau 3 participent au rayonnement acoustique de l'étage, mais de manière inégales. Il est en effet connu depuis plusieurs années [39, 63], et Peake et Parry le rappellent tout récemment [118], que le mécanisme d'interaction rotor-stator représente la source acoustique dominante du bruit de soufflante, à la fois pour sa composante tonale et sa composante à large bande. Les méthodes de réduction de ce bruit actuellement utilisées ou en cours de développement comprennent les moyens passifs agissant sur la source (dessin des aubages, matériaux poreux) ou sur la propagation des ondes acoustiques (traitement de nacelle) et les moyens actifs agissant sur l'écoulement (soufflage de sillage) ou sur le rayonnement acoustique (contrôle actif via une source secondaire). Afin d'accroître l'efficacité des méthodes de réduction de bruit et d'en développer de nouvelles, il s'avère nécessaire d'augmenter la précision et la fiabilité des capacités de prédiction du bruit de soufflante, tout en conservant des coûts de calculs acceptables. Dans ce contexte, la problématique de ce projet de recherche consiste à améliorer la prédiction du bruit tonal et large bande créé par l'interaction rotor-stator d'un étage de soufflante subsonique. Cela s'articule à la fois autour de l'étude de la faisabilité d'une nouvelle méthode pour le bruit de turbomachine, basée sur des simulations numé-

---

riques aérodynamiques, ainsi que par la mise en évidence des atouts et des limitations de méthodes analytiques. La section 1.5 fournit plus de détails sur la méthodologie choisie pour ce projet de recherche.

L'organisation du mémoire se structure de la manière suivante. Le premier chapitre dresse une revue des méthodes de prédiction du bruit de soufflante existantes, afin de positionner la présente étude par rapport à la littérature. Ce chapitre permet également, en conclusion, de définir les objectifs spécifiques du projet de recherche afin de répondre à la problématique indiquée ci-dessus. Les chapitres 2 et 3 traitent du bruit tonal, et les chapitres 4 et 5 s'intéressent au bruit à large bande. Pour chaque thématique, des études numériques aérodynamiques sont tout d'abord réalisées. Elles sont ensuite suivies de développements et d'applications acoustiques. Enfin un chapitre de conclusion permet de mettre en évidence les principaux résultats originaux de cette thèse et de fournir des pistes pour la recherche future.

# CHAPITRE 1

## MÉTHODES DE PRÉDICTION DU BRUIT DE SOUFFLANTE

### 1.1 Introduction

L'objectif du chapitre consiste à positionner l'étude actuelle par rapport aux travaux présentés dans la littérature. En effet, la prédiction du bruit émis par le mécanisme d'interaction rotor-stator de l'étage soufflante-OGV d'un turboréacteur a fait l'objet de nombreuses recherches, qui ont notamment mené à la création de multiples méthodes de prédiction du bruit de soufflante. Celles-ci peuvent par exemple être classées selon les trois catégories suivantes, comme proposé par Envia *et al.* [38].

- Tout d'abord, les méthodes **empiriques** sont basées sur des corrélations entre une géométrie de l'étage de soufflante et un point de fonctionnement, et sont établies à partir de données expérimentales. Ces méthodes ne permettent souvent pas de distinguer les différentes sources de bruit de l'étage et nécessitent une expérience approfondie de la problématique pour être construites. De plus, celles-ci s'appliquent difficilement à de nouvelles géométries pour lesquelles les lois de similitudes à partir d'une configuration existante ne sont plus valables. Cependant ces méthodes apparaissent d'utilisation simple et sont peu coûteuses en termes de puissances de calcul, tout en donnant des résultats d'une précision acceptable pour une étape de pré-conception d'un moteur.
- Les méthodes **analytiques** sont en grande partie établies sur le principe de l'analogie acoustique, qui sera détaillé dans la section 1.2 suivante. Moyennant des hypothèses simplificatrices, parfois fortes, sur la géométrie de l'étage, du conduit, et sur les conditions de l'écoulement, les équations de génération et de propagation sont écrites et résolues de manière exacte pour ce problème simplifié, soit sous forme purement analytique, soit à l'aide de méthodes numériques résolvant des équations intégrales<sup>1</sup>. L'intérêt principal de ces méthodes consiste à pouvoir modéliser en détail une source de bruit spécifique et à étudier son influence dans le bruit rayonné provenant de plusieurs sources. Dépendamment de la complexité du modèle, de la géométrie et de

---

<sup>1</sup>La méthode par collocation par exemple.



---

la source étudiée (tonale ou large-bande), le coût de calcul de telles méthodes varie mais reste souvent abordable. Ces méthodes sont donc largement utilisées dans un contexte industriel, puisqu'elles permettent des études paramétriques lors des phases de conception.

- Finalement, seules des méthodes **numériques** sont capables de résoudre les équations de génération et de propagation acoustique en prenant en compte des géométries complexes de soufflantes et des écoulements réalistes. Ces méthodes numériques aéro-acoustiques, regroupées sous le terme CAA (*Computational Aero-Acoustics*), sont de plus en plus utilisées grâce au développement des capacités et des algorithmes de calcul à haute performance, à la fois dans la recherche et dans l'industrie. Malgré tout, la discrétisation des équations sur un maillage étendu, complexe, et la nécessité d'assurer la précision des grandeurs dans les domaines temporels ou fréquentiels, rendent l'utilisation de ces méthodes coûteuse en temps de calcul.

Comme on le verra en conclusion de ce chapitre, ce projet de recherche s'intéresse principalement à la génération des sources acoustiques créées par l'interaction rotor-stator. Ainsi seules les deuxième et troisième catégories de méthodes seront employées, puisque celles-ci permettent des études détaillées de sources acoustiques spécifiques et sont capables de modéliser ou de représenter les phénomènes physiques se déroulant lors de la génération acoustique. La section suivante résume le principe de l'analogie acoustique appliquée au bruit de soufflante, et établit le formalisme et certaines hypothèses qui seront utilisées dans toute la suite du document. Une revue des modèles analytiques acoustiques est présentée à la section 1.3, et ceux employés dans ce projet sont brièvement décrits. La section 1.4 expose les méthodes numériques existantes, en particulier celles utilisées plus loin. Finalement, la section 1.5 s'attache à définir les objectifs du projet de recherche et la méthodologie employée.

## 1.2 Analogie acoustique appliquée au bruit de soufflante

### 1.2.1 Principe de l'analogie acoustique

L'aéroacoustique, science étudiant la génération du son par un écoulement, fait partie intégrante de la dynamique des fluides et fait l'objet de recherches depuis les années 1950 et les travaux de Lighthill [90]. Cette discipline présente une complexité élevée, d'une part car elle est gouvernée par les équations non-linéaires de la dynamique des fluides, et d'autre

---

part car l'acoustique représente, dans la plupart des applications, une très faible portion de l'énergie contenue dans un fluide en mouvement, rendant difficile la prédiction directe du bruit [67, 139]. Afin de résoudre les problématiques aéroacoustiques, le concept d'analogie acoustique, introduit par Lighthill [90], est encore largement utilisé aujourd'hui. Le principe consiste à séparer les aspects aérodynamiques à l'origine du bruit de la propagation acoustique du problème, en réarrangeant les équations de Navier-Stokes gouvernant la dynamique des fluides [102]. L'équation obtenue est exacte, et s'écrit comme l'équation de propagation des ondes acoustiques dans un milieu ambiant au repos, avec pour second membre une source acoustique équivalente d'origine aérodynamique. Afin de pouvoir utiliser cette équation pour déterminer le rayonnement acoustique associé à ce mécanisme de bruit, il est nécessaire de négliger la rétro-action de la propagation acoustique sur l'écoulement : les ondes acoustiques se propageant dans l'écoulement ne modifient pas ce dernier et n'influencent donc pas la génération des sources. Cela revient à dire que l'amplitude des fluctuations acoustiques est très petite devant les fluctuations aérodynamiques [139]. Selon une deuxième avancée majeure apportée par Lighthill, la solution du problème (le champ acoustique) est le résultat de la convolution d'une fonction de Green avec la source acoustique. Une fonction de Green représente le champ créé par une source impulsive et vérifiant les conditions limites du problème. Bien que l'équation de Lighthill soit générale, il ne l'a appliquée qu'à des écoulements sans paroi. D'autres aéroacousticiens ont par la suite étendu cette approche, l'analogie la plus utilisée aujourd'hui étant celle développée par Ffowcs-Williams et Hawkings [172] pour du rayonnement en champ libre. Dans celle-ci, des parois fixes ou mobiles peuvent être considérées, et l'observateur peut être en mouvement relatif par rapport aux sources.

Le concept d'analogie acoustique ayant été défini de manière analytiquement exacte, il s'applique naturellement dans la plupart des modèles analytiques, pour lesquels *il ne reste plus qu'à* modéliser les sources aérodynamiques équivalentes du problème. Par ailleurs, ce principe peut également être repris par les méthodes numériques. En effet, on verra à la section 1.4 que seule une simulation numérique directe permettrait de réaliser un calcul acoustique complet, sans analogie, mais cette méthode se trouve être beaucoup trop coûteuse excepté dans le cas de quelques applications académiques [102, 139]. Ainsi, selon le type de sources étudié, une méthode numérique permet de calculer les sources équivalentes, puis une analogie, choisie adéquatement, les propage en champ lointain. L'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings est largement utilisée dans les études CAA, et il en sera fait mention à la section 1.4. Dans la présente étude concernant le bruit de soufflante, l'analogie acoustique de Goldstein est bien adaptée et est détaillée ci-dessous. Le prochain

paragraphe permet tout d'abord d'introduire les notations et certaines hypothèses liées à la problématique du bruit de soufflante.

### 1.2.2 Formalisme en conduit annulaire

Ce paragraphe s'attache à définir le cadre et le formalisme de l'étude. Dans tous les développements, on considère que l'étage de soufflante rotor-stator, présenté sur la figure 5, est monté dans un conduit annulaire infiniment long, aux parois rigides, et de section constante. On néglige donc les diffractions et les réflexions acoustiques se produisant à l'entrée et à la sortie de la nacelle, la présence d'éventuels traitements acoustiques sur les parois du conduit, et les variations de sections de la nacelle, y compris son entrée cylindrique. Dans ces conditions, on se ramène au conduit de la figure 1.1, de rayon intérieur  $R_H$  et de rayon extérieur  $R_T$ . On suppose de plus qu'un écoulement axial uniforme, constant et non visqueux, de vitesse  $U_{xd} = c_0 M_{xd}$ , est établi dans le conduit. On néglige donc ici la composante tangentielle de l'écoulement moyen, significative notamment dans l'espace inter-roues d'un étage réel, ainsi que toute instationnarité de l'écoulement. L'équation d'onde convectée, en absence de sources, s'écrit dans le conduit :

$$\Delta p^\pm(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{D^2}{Dt^2} p^\pm(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (1.1)$$

où  $p(\mathbf{x}, t)$  est la pression acoustique et  $c_0$  la célérité du son du milieu. L'exposant + indique une propagation des ondes acoustiques de l'étage vers l'entrée de la nacelle (propagation amont) alors que l'exposant – correspond à une propagation en aval de l'étage.

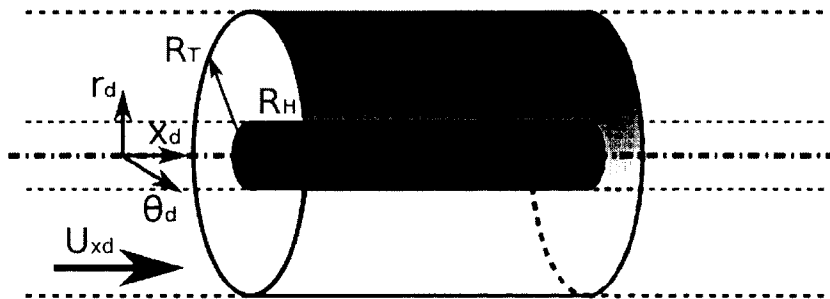


Figure 1.1 Configuration et repère du conduit annulaire.

L'opérateur Laplacien  $\Delta$  et la dérivée convective due à l'écoulement  $D/Dt$  s'écrivent respectivement en coordonnées cylindriques, dans le repère du conduit  $\mathcal{R}_d(r_d, \theta_d, x_d)$  de la figure 1.1, sous la forme :

---


$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r_d^2} + \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} + \frac{1}{r_d^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta_d^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_d^2}, \quad (1.2)$$

et

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_{xd} \frac{\partial}{\partial x_d}. \quad (1.3)$$

En l'absence d'effets visqueux et de traitement acoustique, les conditions limites associées à cette équation (1.1) sont l'annulation de la vitesse normale à la paroi pour assurer la condition d'imperméabilité de la surface, ce qui implique l'annulation de la dérivée normale de la pression :

$$\frac{\partial p^\pm(\mathbf{x}, t)}{\partial r_d} = 0 \quad \text{pour} \quad r_d = R_H \quad \text{et} \quad r_d = R_T. \quad (1.4)$$

Dans toute la suite du document, les conventions sur les transformées de Fourier décrites ci-dessous seront utilisées. Soit une fonction  $f(\mathbf{x}, t)$  dans l'espace temporel et dans le repère  $R_d$ , alors elle peut s'écrire :

$$f(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad \text{avec} \quad \hat{f}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\mathbf{x}, t) e^{i\omega t} dt, \quad (1.5)$$

ainsi que

$$f(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\mathbf{k}, t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} d\mathbf{k} \quad \text{avec} \quad \hat{f}(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\mathbf{x}, t) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} d\mathbf{x}. \quad (1.6)$$

où  $\omega$  et  $\mathbf{k}$  représentent une pulsation et un vecteur d'onde, et où  $\hat{f}(\mathbf{x}, \omega)$  et  $\hat{f}(\mathbf{k}, t)$  sont respectivement les transformées de Fourier dans l'espace fréquentiel et dans l'espace des nombres d'onde de  $f(\mathbf{x}, t)$ .

L'application de l'équation (1.1) à une composante  $\hat{p}(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\omega t}$ ,  $\hat{p}(\mathbf{x}, \omega)$  étant la transformée de Fourier de  $p(\mathbf{x}, t)$ , fournit l'équation de Helmholtz suivante :

$$\left( (1 - M_{xd}^2) \frac{\partial^2}{\partial x_d^2} + \frac{\partial^2}{\partial r_d^2} + \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} + \frac{1}{r_d^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta_d^2} + 2iM_{xd} \frac{\omega}{c_0} \frac{\partial}{\partial x_d} + \frac{\omega^2}{c_0^2} \right) \hat{p}(\mathbf{x}, \omega) = 0. \quad (1.7)$$

On montre que la solution de l'équation (1.7), avec les conditions limites définies à l'équation (1.4), se met sous la forme :

$$\hat{p}^{\pm}(\mathbf{x}, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} P_{m,\mu}^{\pm}(\omega) \Psi_{m,\mu}(r_d, \theta_d) e^{-i\gamma_{\tau_d, m, \mu}^{\pm} x_d}. \quad (1.8)$$

$\Psi_{m,\mu}(r_d, \theta_d)$  est la fonction propre du conduit, d'indices  $(m, \mu)$ . La périodicité azimutale et les conditions aux limites dans la direction radiale (équation (1.4)) structurent en effet le champ acoustique dans le conduit annulaire sous la forme d'une combinaison linéaire de modes de conduit acoustiques d'indices  $(m, \mu)$ .  $m \in \mathbb{Z}$  est l'indice azimutal, correspondant au nombre de lobes selon la circonférence et  $\mu \in \mathbb{N}$  l'indice radial, indiquant directement le nombre d'annulations dans la direction radiale.  $\Psi_{m,\mu}(r_d, \theta_d)$  s'écrit :

$$\Psi_{m,\mu}(r_d, \theta_d) = E_{m,\mu}(r_d) e^{im\theta_d}. \quad (1.9)$$

Le choix du signe de l'exponentielle dans l'expression de la fonction propre (1.9) est arbitraire, et est retenu pour que les modes  $m$  positifs tournent dans le sens des  $\theta_d$  croissants.  $E_{m,\mu}(r_d)$  est la fonction radiale propre s'écrivant :

$$\begin{aligned} E_{m,\mu}(r_d) &= A_{m,\mu} J_m(\chi_{m,\mu} r_d), \quad \text{si } (m, \mu) = (0, 0), \\ E_{m,\mu}(r_d) &= A_{m,\mu} J_m(\chi_{m,\mu} r_d) + B_{m,\mu} Y_m(\chi_{m,\mu} r_d), \quad \text{sinon,} \end{aligned} \quad (1.10)$$

où  $\chi_{m,\mu}$  est la valeur propre du conduit associée à  $E_{m,\mu}$ , imposée par les conditions limites, et  $(A_{m,\mu}, B_{m,\mu})$  des constantes.

Par ailleurs, on appelle carré de la norme de la fonction propre la valeur :

$$\Gamma_{m,\mu} = \int_0^{2\pi} \int_{R_H}^{R_T} E_{m,\mu}^2(r_d) r_d dr_d d\theta_d. \quad (1.11)$$

Le choix de cette norme (1.11) est arbitraire et conditionne les valeurs des coefficients  $A_{m,\mu}$  et  $B_{m,\mu}$  de l'équation (1.10). Pour tous les travaux concernant le bruit tonal (chapitre 3), la norme adoptée est celle du logiciel OPTIBRUI<sup>2</sup>, soit :

---

<sup>2</sup>voir chapitre 3 pour plus de détails sur le code OPTIBRUI.

---


$$\Gamma_{m,\mu} = 2\pi R_T^2. \quad (1.12)$$

Pour les études portant sur le bruit à large bande, on retiendra la valeur utilisée dans les références [99, 129, 161] :

$$\Gamma_{m,\mu} = \pi(R_T^2 - R_H^2). \quad (1.13)$$

Il est important de retenir, d'après Meyer et Envia par exemple [99], que la fonction propre est orthogonale pour le produit scalaire, et vérifie donc la propriété :

$$\int_0^{2\pi} \int_{R_H}^{R_T} \Psi_{m,\mu}(r_d, \theta_d) \Psi_{m',\mu'}^*(r_d, \theta_d) r_d dr_d d\theta_d = \Gamma_{m,\mu} \delta_{mm'} \delta_{\mu\mu'}. \quad (1.14)$$

Cette relation (1.14) permet en effet de sommer directement les contributions de chaque mode de conduit. Cela n'est pas valable pour d'autres analogies acoustiques dans lesquelles les produits croisés ne s'annulent pas, comme dans le cas d'un écoulement tournant moyen [130]. En revenant à l'équation (1.8), le terme  $-\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm$  est le nombre d'onde axial du mode de conduit d'indices  $(m, \mu)$ . De nouveau, l'exposant  $+$  indique une propagation vers l'amont et l'exposant  $-$  une propagation vers l'aval. L'opposé du nombre d'onde axial du mode de conduit  $(m, \mu)$  s'écrit :

$$\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm = \frac{M_{xd}k_0 \pm \kappa_{m,\mu}}{\beta_{xd}^2}, \quad (1.15)$$

avec

$$\beta_{xd}^2 = 1 - M_{xd}^2, \quad k_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad \text{et} \quad \kappa_{m,\mu}^2 = k_0^2 - \beta_{xd}^2 \chi_{m,\mu}^2.$$

Les modes de conduit acoustiques se comportent différemment selon la valeur de  $\kappa_{m,\mu}$ . En effet, pour une fréquence et un mode de conduit donnés, si  $k_0^2 > \beta_{xd}^2 \chi_{m,\mu}^2$ , alors le nombre d'onde axial de ce mode  $-\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm$  est réel. Ce mode acoustique se propage donc dans le conduit sans atténuation, on dit qu'il est passant (*cut-on*). Au contraire, si  $k_0^2 < \beta_{xd}^2 \chi_{m,\mu}^2$ , alors  $\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm$  est complexe. Ce mode s'atténue très rapidement en s'éloignant de sa source, il est qualifié de coupé ou évanescent (*cut-off*). Ainsi, lorsque l'on s'intéresse à la puissance acoustique rayonnée dans le conduit loin de la source, on ne prend en compte que les modes

passants. Cependant, il faut veiller à conserver les modes coupés pour l'étude du champ proche. Finalement, la fréquence de coupure du mode  $(m, \mu)$  s'écrit :

$$f_{c,m,\mu} = \frac{c_0 \beta_{xd} \chi_{m,\mu}}{2\pi}. \quad (1.16)$$

Ainsi dans un conduit, à une fréquence d'observation  $f_{obs}$  donnée, seuls les modes acoustiques dont la fréquence de coupure  $f_{c,m,\mu}$  est inférieure à  $f_{obs}$  sont passants. Par conséquent, plus la fréquence d'observation est grande et plus le nombre de modes passants est élevé.

### 1.2.3 Analogie de Goldstein

L'analogie acoustique, dont le principe est décrit dans l'introduction 1.2.1 de cette section, conduit à l'équation d'ondes non homogène suivante, après une manipulation et une linéarisation des équations de la dynamique des fluides :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D^2}{Dt^2} p - \Delta p = S(\mathbf{x}_0, t_0). \quad (1.17)$$

On reconnaît l'opérateur de l'équation d'onde convectée (1.1) dans le terme de gauche de l'équation (1.17), auquel s'applique un second membre représentant les sources acoustiques. Celles-ci sont générées au temps  $t_0$  aux points de coordonnées  $\mathbf{x}_0$ . Selon la théorie de Ffowcs-Williams et Hawkings [172], établie dans un cadre général, le terme source représente la contribution de trois éléments :

$$S(\mathbf{x}_0, t_0) = \frac{1}{c_0^2} Q(\mathbf{x}_0, t_0) + \frac{\partial F_i(\mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_{0,i}} + \frac{\partial^2 T_{ij}(\mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_{0,i} \partial x_{0,j}}. \quad (1.18)$$

- Le terme  $Q(\mathbf{x}_0, t_0)$  représente le bruit d'épaisseur. Il est dû au déplacement du fluide créé par une paroi mobile, par exemple une pale de rotor. Selon la théorie de Ffowcs-Williams et Hawkings, ce bruit correspond à une distribution surfacique de **monopôles**.
- Le terme  $\frac{\partial F_i(\mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_{0,i}}$  est appelé bruit de charge car il correspond aux fluctuations des forces aérodynamiques sur les parois. Ce bruit peut être représenté par une distribution surfacique de **dipôles**.

- 
- Le terme  $\frac{\partial^2 T_{ij}(\mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_{0,i} \partial x_{0,j}}$  représente le bruit de cisaillement et est de type **quadripolaire**.  $T_{ij}$  est le tenseur de Lighthill. Ce bruit est caractéristique de la turbulence propre de l'écoulement.

En utilisant une fonction de Green en champ libre  $G_0$ , Ffowcs-Williams et Hawkings écrivent la solution de l'équation générale (1.17) sous la forme :

$$p(\mathbf{x}, t) = \int_{-T}^{+T} \int_{S(t)} \rho_0 V_n' \frac{DG_0}{Dt} dS(\mathbf{x}_0) dt + \int_{-T}^{+T} \int_{S(t)} \frac{\partial G_0}{\partial x_{0i}} f_i dS(\mathbf{x}_0) dt + \int_{-T}^{+T} \int_{V(t)} \frac{\partial^2 G_0}{\partial x_{0i} \partial x_{0j}} T'_{ij} d\mathbf{x}_0 dt. \quad (1.19)$$

$G_0(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0)$  est la fonction de Green solution en champ libre de l'équation d'onde convectée avec une source ponctuelle impulsionnelle (1.20). En utilisant les notations usuelles, où  $\mathbf{x} = (x_d, r_d, \theta_d)$  représente la position de l'observateur recevant le champ acoustique au temps  $t$ , champ émis au temps  $t_0$  à la position  $\mathbf{x}_0 = (x'_d, r'_d, \theta'_d)$ , cette équation s'écrit :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D^2}{Dt^2} G_0(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0) - \Delta G_0(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \delta(t - t_0). \quad (1.20)$$

Cependant, le paragraphe précédent 1.2.2 a montré que la problématique du bruit de soufflante doit prendre en compte un conduit annulaire dans lequel est établi un écoulement axial uniforme. Ainsi Goldstein [52] a dérivé une fonction de Green  $G$  adaptée au problème, solution de l'équation (1.20) mais vérifiant également les conditions aux limites :

$$\frac{\partial}{\partial n} G(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0) = 0 \quad \text{pour} \quad r = R_H \quad \text{et} \quad r = R_T. \quad (1.21)$$

L'expression de  $G$  correspondant à l'équation 1.C.14 de [52], adaptée<sup>3</sup> en fonction du choix de la fonction propre de l'équation (1.9), s'écrit sous la forme suivante, en utilisant les notations définies auparavant :

---

<sup>3</sup> $\Psi$  étant en  $+im\theta_d$ , le conjugué doit être sur les sources et non sur l'observateur.



---


$$G(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_0, t_0) = \frac{i}{4\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} \frac{\Psi_{m,\mu}^*(r'_d, \theta'_d) \Psi_{m,\mu}(r_d, \theta_d)}{\Gamma_{m,\mu}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i(\omega(t_0-t) + M_{x_d} k_0 / \beta^2 (x'_d - x_d) + \kappa_{m,\mu} / \beta^2 |x'_d - x_d|)}}{\kappa_{m,\mu}} d\omega \quad (1.22)$$

En utilisant les équations (1.9) et (1.15), la fonction de Green s'exprime finalement sous la forme :

$$G(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_0, t_0) = \frac{i}{4\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} \frac{E_{m,\mu}(r'_d) E_{m,\mu}(r_d) e^{im(\theta_d - \theta'_d)}}{\Gamma_{m,\mu}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i(\omega(t_0-t) - \gamma_{x_d, m, \mu}^\pm (x_d - x'_d))}}{\kappa_{m,\mu}} d\omega. \quad (1.23)$$

L'équation de Goldstein, redémontrée par exemple par [31], correspond donc à l'équation (1.19) dans laquelle la fonction de Green en champ libre  $G_0$  est remplacée par la fonction de Green  $G$  ci-dessus. Cela permet d'inclure directement dans la solution les effets convectifs de l'écoulement axial ainsi que l'influence du conduit agissant comme un guide d'ondes. Par définition,  $G$  satisfait les conditions limites de rigidité sur les parois du conduit, i.e.  $\partial G / \partial n = 0$ . Or d'après Goldstein [52], les contributions des forces visqueuses sont négligeables. Donc les forces sur les parois se réduisent aux forces de pression, et par conséquent la deuxième intégrale de l'équation (1.19) se ramène à l'intégrale sur la surface des aubes. Par ailleurs, étant donné que  $V'_n = 0$  à la paroi du conduit, la première intégrale surfacique se réduit également à une intégrale sur la surface des aubages, mais comme mentionné en introduction, cette dernière est nulle en régime subsonique en conduit. Finalement, le terme quadripolaire peut être négligé pour des nombres de Mach faibles à modérés devant le terme de charge [52, 172], hypothèse qui sera utilisée ici. Par conséquent, la pression acoustique dans le conduit, créée par l'interaction rotor-stator de l'étage soufflante-OGV, se résume au terme dipolaire (équation 4.13 de [52]) :

$$p(\mathbf{x}, t) = \int_{-T}^{+T} \int_{S_p(t_0)} \frac{\partial G(\mathbf{x}, t \mid \mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_{0i}} f_i dS(\mathbf{x}_0) dt_0, \quad (1.24)$$

où  $T$  est un temps suffisamment grand,  $S_p$  la surface des aubages et  $f$  la force exercée par l'aube sur le fluide par unité de surface. L'équation (1.24) est fondamentale pour

---

la suite, puisqu'elle indique que la connaissance des fluctuations de pression pariétales sur les aubes suffit à déterminer le champ acoustique dans le conduit<sup>4</sup>. C'est la raison pour laquelle la majorité des travaux présentés ici se concentrent sur la détermination des sources acoustiques dipôlares du bruit de soufflante.

## 1.3 Méthodes analytiques

### 1.3.1 Brève revue des modèles acoustiques

Les modèles acoustiques prédisant le bruit de soufflantes, introduits comme la deuxième catégorie de méthodes dans la section 1.1 de ce chapitre, sont nombreux et variés, suivant le type d'applications et leur complexité. Les modèles s'attachent à décrire la génération du bruit créé par l'interaction d'une perturbation (sillages visqueux, écoulement turbulent, champs potentiels causés par des obstacles) avec une rangée d'aubages [118].

#### Réponse de profil isolé

Les premiers travaux se sont focalisés sur l'interaction d'une perturbation avec un profil d'aube isolée, ou aube en champ libre. En effet, cette approche est justifiée pour des rotors non carénés à faibles nombres de pales, comme ceux des hélicoptères ou ceux des hélices de turbopropulseurs. Les modèles considèrent la perturbation incidente normale à la pale. Lors de la convection de celle-ci par l'écoulement moyen, la perturbation se trouve bloquée par la présence de la pale rigide. Ce phénomène crée une force de portance instationnaire sur le profil, qui génère des ondes acoustiques. Sears [146] a été le premier à proposer une fonction de réponse de profil à une perturbation incidente, valide seulement pour les basses fréquences et utilisant l'hypothèse forte d'incompressibilité de l'écoulement. La réponse compressible de profil d'Amiet [1], s'appliquant à l'origine en hautes fréquences car considérant une corde semi-infinie, a été étendue pour prendre en compte l'effet du bord de fuite (*backscattering*) par Paterson et Amiet [115], puis des rafales tri-dimensionnelles sous-critiques par Moreau *et al.* [106] et Roger *et al.* [140]. Plusieurs revues concernant les modèles d'interaction d'une perturbation avec un profil ou une pale ont été publiées, par exemple par Cumpsty [30], Brooks et Schlinker [17] et George et Chou [45]. La plupart des méthodes modélisent la pale comme une plaque plane infiniment fine, sans cambrure, d'envergure infinie, plongée dans un écoulement non visqueux d'incidence nulle sur la plaque. Plus récemment, des analyses asymptotiques permettent de prendre en compte les

---

<sup>4</sup>moyennant les hypothèses sur la propagation acoustique décrites plus haut.

---

premiers effets géométriques et de chargement moyen de la pale, par exemple Myers et Kerschen [107] et Evers et Peake [40].

L'apparition des rotors carénés, catégorie dont font partie les soufflantes de turboréacteurs, a rendu nécessaire la prise en compte d'un conduit annulaire dans la propagation acoustique. Des méthodes ont ainsi couplé la réponse instationnaire d'un profil isolé au rayonnement acoustique en conduit [31, 49, 137], à l'aide de la fonction de Green adaptée à cette problématique, développée par Goldstein et vue au paragraphe 1.2.3.

## Réponse de grille

Cependant, les roues d'un étage de soufflante-OGV ainsi que celles des étages suivants comportent de nombreux aubages qui se recouvrent, rendant discutable l'hypothèse de profil isolé<sup>5</sup>. En effet, l'influence des aubes adjacentes sur l'écoulement autour d'une aube donnée est d'autant plus élevée que la solidité de la roue est grande, et doit être prise en compte dans le calcul des sources acoustiques et de leur rayonnement. Cette caractéristique est appelée effet de grille (*cascade effect*). Cet effet a tout d'abord été pris en compte pour des problématiques de transmission acoustique à travers une rangée d'aubes par Kaji et Okazaki [82], en utilisant la méthode par disque actif.

Par la suite, plusieurs auteurs ont traité du problème de l'interaction d'une rafale avec une grille rectiligne de plaques planes, en prenant en compte l'espacement inter-aubes. Ces modèles semi-analytiques sont basés sur la résolution numérique de l'équation intégrale du problème, par exemple via la méthode du potentiel d'accélération (Kaji et Okazaki [83]), ou les méthodes à surfaces portantes (Smith [152], Goldstein<sup>6</sup> [52], Whitehead [169] et Atassi et Hamad [4]). Les travaux de Smith et Whitehead ont en particulier conduit à la création du code LINSUB<sup>7</sup>, utilisé par exemple par Cheong *et al.* [25], Jurdic *et al.* [81] et Lloyd et Peake [92]. Le modèle de Namba [109, 110] et Schulten [144, 145], récemment étendu par Zhang *et al.* [176] et faisant également partie de la catégorie des méthodes à surfaces portantes, prend réellement en compte une grille annulaire dans la résolution numérique des charges instationnaires sur aubes, ainsi que la présence du conduit (annulation de la dérivée de la pression sur les parois). Cependant, ce modèle ne s'applique en pratique qu'à un stator à calage nul car l'écoulement doit être purement axial, et ne prend pas en compte une géométrie variable selon l'envergure ; il ne sera donc pas retenu dans la présente étude.

---

<sup>5</sup>Cette hypothèse sera en effet discutée dans le chapitre 5.

<sup>6</sup>Chapitre 5.

<sup>7</sup>LINSUB : *LINearised SUBsonic unsteady flow in cascade*.

---

Une autre catégorie de modèles basés sur une réponse de grille s'est développée en parallèle, et est fondée sur la résolution purement analytique de l'équation intégrale, mentionnée ci-dessus, via la technique de Wiener-Hopf, introduite et étendue successivement par Mani et Hovray [97], Koch [86], Peake [116] et Glegg [50]. Posson *et al.* [133] ont étendu le modèle de Glegg au calcul des chargements instationnaires sur les aubes.

Le modèle de Hanson et Horan [66] et de Hanson [65], basé sur les travaux de Glegg [50] et la technique de résolution de Wiener-Hopf, considère une turbulence incidente tri-dimensionnelle et formalise les changements de repère pour traiter des géométries complexes. L'approche par bandes de rayons peut être appliquée pour tenir compte de paramètres variables selon l'envergure. Cependant les calculs de puissance acoustique, rayonnée en champ libre, sont décorrélés et sont simplement sommés bande par bande. Malgré sa relative simplicité, ce qui en fait un atout en terme de temps de calcul, ce modèle fournit habituellement des résultats acceptables et sera donc conservé dans l'étude suivante.

Une autre approche, différente des modèles précédents, consiste à considérer la répartition réellement annulaire des sources acoustiques sur les pales de stator, et leur rayonnement dans le conduit, contrairement au rayonnement d'une grille rectiligne en champ libre. Ainsi, dans le modèle de Ventres *et al.* [161], les charges instationnaires sur les aubes du stator sont obtenues via une résolution numérique d'une équation intégrale. Ces sources acoustiques sont ensuite propagées dans un conduit annulaire en utilisant la fonction de Green décrite au paragraphe 1.2.3. La théorie associée à ce modèle s'applique à l'interaction d'une turbulence amont avec le rotor ainsi que celle des sillages moyens et turbulents du rotor avec le stator, en considérant une perturbation et une réponse de grille seulement bi-dimensionnelles<sup>8</sup> (2D). Ce modèle, développé par la NASA et Pratt & Whitney, a ensuite été repris, par Meyer et Envia [99] puis par Nallasamy et Envia [108] qui ont montré l'intérêt d'utiliser des données RANS en entrée du modèle pour un calcul du bruit à large bande. Le code original de Ventres, appelé dans sa version actuelle RSI<sup>9</sup> et utilisé par la NASA [38], fait toujours l'objet de développements, la recherche actuelle portant sur une réponse de grille tri-dimensionnelle (3D) et les effets de différents spectres de turbulence, par Grace *et al.* [57–59]. Le modèle de Posson *et al.* [128, 133], calculant de manière analytique les chargements instationnaires sur les aubes, les utilise comme des sources équivalentes pour les faire rayonner en conduit. Ce modèle peut donc être vu comme une extension du modèle de Ventres à une réponse de grille tri-dimensionnelle purement analytique.

---

<sup>8</sup>absence de nombre d'onde radial dans l'excitation.

<sup>9</sup>RSI : *Rotor-Stator Interaction*.

Seuls les modèles de grille qui seront utilisés dans la suite du mémoire sont expliqués brièvement dans les paragraphes ci-dessous. Afin d'étudier et d'évaluer de manière la plus complète possible l'état de l'art des modèles acoustiques basés sur une réponse de grille, les trois modèles suivants sont choisis : le modèle de Ventres (paragraphe 1.3.3), le modèle de Posson (paragraphe 1.3.5) et le modèle de Hanson (paragraphe 1.3.6), tous deux basés sur celui de Glegg (paragraphe 1.3.4). Il est tout d'abord nécessaire d'introduire dans le paragraphe suivant la configuration et les hypothèses communes à ces modèles acoustiques.

### 1.3.2 Configuration commune des modèles avec réponse de grille

On considère l'étage de soufflante de la figure 1.2, monté dans un conduit annulaire identique à celui de la figure 1.1 (conduit infini rigide). Les pales du rotor et les aubes du stator, régulièrement réparties selon la circonférence, sont modélisées comme des plaques planes (pas de cambrure) sans épaisseur<sup>10</sup> de corde et d'envergure finies. L'empilement radial et les angles de calage, de flèche et de dévers, correspondent à la géométrie réelle et peuvent donc varier selon l'envergure. L'approche par bande de rayon (*strip theory*), utilisée par les trois modèles étudiés, suppose que l'écoulement ne possède aucune composante radiale. Cette hypothèse se justifie pour les machines axiales, excepté dans les sillages au voisinage des bords de fuite. Cependant, selon Meyer et Envia [99], la composante radiale de l'écoulement dans le sillage devient faible une demi-corde en aval du bord de fuite et a donc un effet très limité en arrivant sur le stator aval. Ainsi, les nappes de courant dans la machine sont considérées à iso-rayon. La géométrie et l'écoulement sont donc découpés en bande d'envergure  $\Delta r$  constante autour d'un rayon moyen  $r$  représenté en vert sur la figure 1.2, et pour chaque  $r$  la configuration est déroulée dans un plan rectiligne. On se ramène donc à la géométrie de la figure 1.3 où, du fait de la périodicité originale, le nombre de plaques est infini pour les deux rangées. La figure 1.3(a) correspond aux conventions du modèle de Posson *et al.* [133] alors que la figure 1.3(b) représente les conventions de Ventres [99, 161], mais le chapitre 3 montre que ces deux configurations sont inter-changeables moyennant quelques manipulations. A partir du repère cylindrique **direct** du conduit  $\mathcal{R}_d(x_d, r_d, \theta_d)$ , on construit le repère cartésien **direct** lié au plan déroulé  $\mathcal{R}'(x_d, y_d, z_d)$  et le repère cartésien **direct** lié à la grille rectiligne  $\mathcal{R}_c(x_c, y_c, z_c)$ .

Dans le cas du bruit d'interaction rotor-stator, l'excitation aérodynamique provient des parties moyenne et turbulente des sillages des pales du rotor. Cette excitation est supposée de petite amplitude devant l'écoulement moyen, afin de pouvoir linéariser les équations du problème. En outre, l'excitation peut être décomposée en une somme de rafales incidentes,

<sup>10</sup>elles représentent une discontinuité pour l'écoulement.

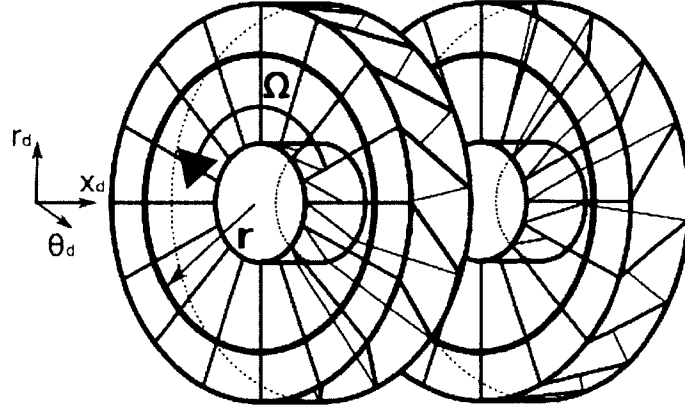


Figure 1.2 Configuration de l'étage de soufflante pour les modèles acoustiques.

où le terme rafale désigne toute perturbation harmonique. Le problème étant linéarisé, les réponses de grille à chaque rafale pourront être superposées linéairement. L'écoulement moyen convectant l'excitation est supposé non visqueux et d'incidence nulle sur l'aube de stator. Cette dernière étant sans cambrure, on ne prend donc pas en compte la charge moyenne des aubes dans le modèle. Par ailleurs, une fois ramené à la grille rectiligne de la figure 1.3 pour chaque rayon  $r$ , on considère celle-ci d'envergure infinie afin de pouvoir résoudre les équations du problème, en s'affranchissant des effets de bord.

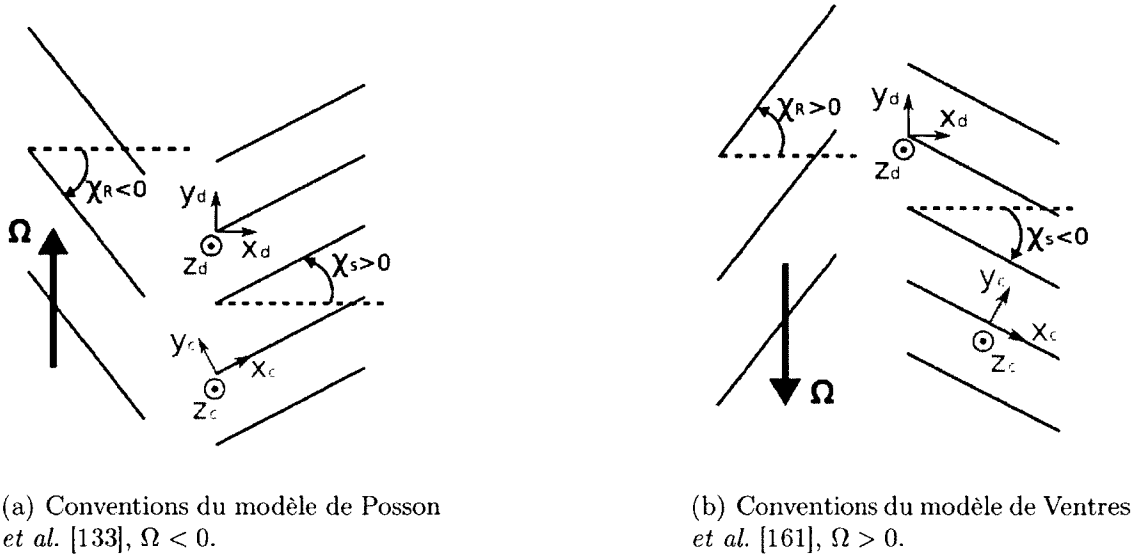


Figure 1.3 Schémas des grilles déroulées à un rayon donné.

### 1.3.3 Modèle de Ventres

Dans le modèle original de Ventres *et al.* [99, 161], l'excitation ainsi que la réponse de grille sont bi-dimensionnelles. La rafale incidente  $w$  sur l'aube  $\nu$  de pulsation  $\omega$  et normale aux plaques, s'écrit :

$$w(x_c + \nu d, y_c + \nu h) = w_0 e^{-i\omega t} e^{i(k_{xc}(x_c + \nu d) + k_{yc}(y_c + \nu h))}, \quad (1.25)$$

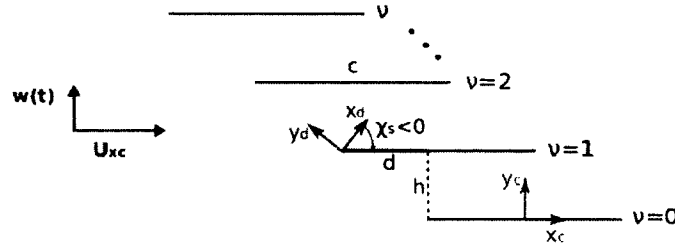


Figure 1.4 Configuration de la grille rectiligne dans le modèle de Ventres *et al.* [161].

où  $k_{xc}$  et  $k_{yc}$  sont les nombres d'onde de la rafale selon les directions  $x_c$  et  $y_c$ . La figure 1.4 représente la grille du stator dans la configuration du modèle de Ventres à un rayon donné, plongée dans un écoulement moyen uniforme, non visqueux, d'incidence nulle sur les plaques et de composantes  $(U_{xc}, 0, 0)$ . On appelle distance de non recouvrement la longueur  $d$ . Afin de respecter la condition de glissement sur les plaques (vitesse normale nulle), un chargement sur la plaque apparaît produisant un champ de vitesse supplémentaire venant annuler la vitesse résultante normale à la pale. A partir de l'équation de quantité de mouvement et de l'équation d'onde convectée, vérifiées par la pression acoustique en tout point, Ventres *et al.* [161] montrent que le problème se ramène à l'équation intégrale suivante :

$$w(x_c + \nu d, y_c + \nu h) = \int_{-C/2}^{C/2} K_c(x_c - x', y_c) \frac{\Delta p_0(x') e^{i\nu\sigma}}{\rho_0 U_{xc}} \frac{dx'}{C/2}, \quad (1.26)$$

avec

$$\sigma = k_{xc}d + k_{yc}h, \quad (1.27)$$

l'angle de phase inter-aubes.  $\Delta p_0(x')$  correspond donc au saut de pression le long de l'aube  $\nu = 0$  et est la quantité recherchée.  $K_c$  est la fonction de noyau du problème. Cette équation

intégrale (1.26) se résout au moyen d'une méthode semi-numérique par collocation. La dérivation de cette équation, ainsi que les détails concernant la fonction de noyau, sont repris dans l'annexe A. En effet, des inconsistances entre les différentes références ([161], [99]) ont été trouvées lors de l'implémentation de ce modèle nécessitant des corrections.

Finalement, suite au calcul du saut de pression sur chacune des aubes du stator à chaque rayon  $r$ , ces sources acoustiques sont disposées sur la grille d'aubes, de nouveau annulaire après son ré-enroulement, avant d'être convoluées à la fonction de Green en conduit du paragraphe 1.2.3 pour fournir l'amplitude des modes acoustiques ou la puissance acoustique rayonnée dans le conduit.

### 1.3.4 Modèle de Glegg

La réponse de grille développée par Glegg [50] s'applique directement sur une grille rectiligne d'envergure infinie, comme celle de la figure 1.5. Ce modèle est 3D, signifiant que le nombre d'onde  $k_{zc}$  de l'excitation est non nul, ce qui permet d'améliorer la description physique de celle-ci. De plus la composante de la vitesse moyenne  $U_{zc}$  dans la direction perpendiculaire au plan de la grille peut être prise en compte, ce qui revient à considérer une flèche éventuelle sur l'aube de stator. Glegg traite d'une rafale incidente sur la grille, s'écrivant :

$$w = w_0 e^{-i\omega t} e^{i(k_{xc}x_c + k_{yc}y_c + k_{zc}z_c)} . \quad (1.28)$$

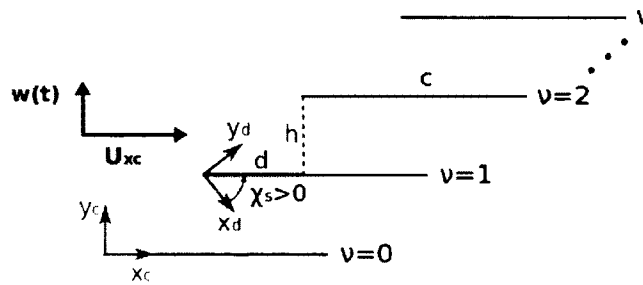


Figure 1.5 Configuration de la grille rectiligne dans les modèles de Glegg [50] et Posson [133].

De nouveau, le principe consiste à rechercher la vitesse, ou plutôt son potentiel  $\phi$ , nécessaire pour annuler  $w$ . Les plaques et leur sillage représentent une discontinuité pour  $\phi$ , que l'on note  $\Delta\phi_\nu$ . Chaque plaque est soumise à la même amplitude d'excitation  $w_0$ , donc aura la même réponse en amplitude mais décalée en phase, telle que :



---


$$\Delta\phi_\nu(x_c, z_c, t) = \Delta\phi_0(x_c - \nu d)e^{-i\omega t + i(\nu\sigma + k_{zc}z_c)}, \quad (1.29)$$

avec  $\sigma$  la phase inter-aubes définie dans l'équation (1.27). Par ailleurs, la grille d'aubes source étant fixe dans le temps, la fréquence de la réponse est identique à celle de l'excitation (pas d'effet Doppler ou diffraction fréquentielle). La grille étant d'envergure infinie selon  $z_c$ , le nombre d'onde selon cette direction est conservé dans la réponse. A partir des équations de continuité et de quantité de mouvement de la dynamique des fluides, l'équation intégrale donnant le potentiel de la vitesse acoustique vaut :

$$\phi(x_c, y_c) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-i\varepsilon D(\eta)}{(\omega - k_{zc}U_{zc} + \eta U)^2/c_0^2 - \eta^2 - \varepsilon^2 - k_{zc}^2} \left[ \sum_{\nu=0}^{V-1} e^{i\nu(\sigma + \eta d + \varepsilon h)} \right] e^{-i\eta x_c - i\varepsilon y_c} d\eta d\varepsilon. \quad (1.30)$$

$U = \sqrt{U_{xc}^2 + U_{zc}^2}$  est la norme de la vitesse, et  $D(\eta)$  est la transformée de Fourier spatiale du saut de potentiel à travers la plaque numéro 0 :

$$D(\eta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} \Delta\phi_0(x_c) e^{i\eta x_c} dx_c. \quad (1.31)$$

L'équation intégrale (1.30) est résolue dans [50] à l'aide de la technique de Wiener-Hopf, avec les conditions limites suivantes :

- (a) le potentiel de vitesse doit être continu en amont de la plaque,
- (b) la vitesse normale totale à la plaque doit être nulle (condition de glissement),
- (c) continuité de la pression au bord de fuite (condition de Kutta<sup>11</sup>) et dans le sillage.

De plus, la résolution de l'équation (1.30) implique de décomposer le saut de potentiel  $D(\eta)$  en quatre parties, chacune d'entre elles étant la solution d'un problème spécifique avec ses conditions limites. La première partie est la solution d'une rafale impactant une grille de plaques de corde semi-infinie avec un bord d'attaque ; les conditions limites (a) et (b) s'appliquent. La deuxième partie considère une grille de plaques de corde semi-infinie avec

---

<sup>11</sup>La condition de Kutta est introduite pour rendre compte du comportement réel de l'écoulement visqueux au bord de fuite, dans les théories présentées ici et utilisant un fluide non visqueux ; détails dans [52].

un bord de fuite, soumise au champ  $\phi$  précédemment généré dans le premier problème ; les conditions limites (b) et (c) s'appliquent. Ces deux premières solutions correspondent à une rétroaction entre les bords d'attaque et de fuite. En réalité l'onde existant dans le canal inter-aubes est la conséquence d'une infinité de rétroactions bord d'attaque-bord de fuite. Afin d'éviter un nombre infini d'itérations et une troncature lors de la mise en œuvre, les troisièmes et quatrièmes parties de  $D(\eta)$  sont couplées et permettent d'atteindre une solution exacte, à condition de résoudre un système matriciel infini. La seule approximation consistera à tronquer ce système.

Une fois le saut de potentiel sur les plaques  $D(\eta)$  et  $\Delta\phi_0(x_c)$  exprimé, Glegg [50] fournit le champ de potentiel de la vitesse acoustique diffracté par la grille, suite à l'impact de l'excitation (1.28), pour l'espace en dehors de la grille :

$$\phi^\pm(\mathbf{x}, t) = \pm \frac{\pi w_0 C^2}{\beta s_e} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{\zeta_k^\pm D(\lambda_k^\pm)}{\sqrt{\kappa_e^2 - f_k^2}} e^{i[-\lambda_k^\pm(x_c - y_c d/h) + (\sigma - 2\pi k)y_c/h + k_{zc}z_c]} e^{-i\omega t}, \quad (1.32)$$

avec

$$\begin{aligned} M &= U/c_0 & \beta &= \sqrt{1 - M^2} & \omega_g &= \omega - k_{zc}U_{zc} \\ s_e &= \sqrt{d^2 + \beta^2 h^2} & \tan \chi_e &= d/\beta h & \lambda_k^\pm &= \kappa M + \eta_k^\pm \\ \zeta_k^\pm &= \beta \sqrt{\kappa_e^2 - (\eta_k^\pm)^2} & \kappa_e^2 &= \kappa^2 - (k_{zc}/\beta)^2 & \kappa &= \omega_g / (c_0 \beta^2) \\ \eta_k^\pm &= -f_k \sin \chi_e \pm \cos \chi_e \sqrt{\kappa_e^2 - f_k^2} & f_k &= (\sigma - 2\pi k + \kappa M d) / s_e \end{aligned}$$

L'expression de  $\phi$  montre que le champ acoustique rayonné en dehors de la grille correspond à une somme de modes acoustiques d'indices  $k$  diffractés par la grille. Cette somme infinie est en pratique limitée aux modes acoustiques propagatifs<sup>12</sup>. Le critère de coupure de ces modes est dicté par le dénominateur de l'équation (1.32), puisqu'il faut assurer  $\kappa_e^2 - f_k^2 > 0$  pour que le mode  $k$  soit passant. Il est important de noter que le champ acoustique est obtenu ici sans utiliser explicitement la répartition des sources acoustiques sur les pales, ce qui rend cette méthode très attractive en configuration déroulée car le temps de calcul et les problèmes numériques sont réduits par rapport aux modèles annulaires.

<sup>12</sup>Une étude plus poussée de ces modes sera effectuée au chapitre 3.

---

### 1.3.5 Modèle de Posson

Le modèle de Posson [128, 129, 133], prédisant le bruit d'interaction rotor-stator, se place dans la configuration du paragraphe 1.3.2, c'est à dire que l'approche par bandes de rayons est utilisée à partir d'une configuration annulaire. Pour chaque rayon  $r$ , on se retrouve donc dans la configuration de Glegg (figure 1.5) dans laquelle une excitation 3D impacte une grille rectilinéaire de plaques planes d'envergures infinies et sans épaisseur. Posson [133] a étendu les travaux de Glegg aux calculs du champ de pression acoustique dans l'espace inter-aubes et par suite au saut de pression instationnaire sur aube. Ce résultat permet d'utiliser une analogie acoustique en conduit puisque celui-ci fournit la répartition du saut de pression le long de la corde, via la résolution analytique de l'équation intégrale (1.30). Ainsi ce chargement peut être considéré comme une distribution de dipôles acoustiques équivalents répartis sur toutes les surfaces des aubes, une fois que la grille a été enroulée. Comme on l'a vu plus haut, les réponses de grille à chaque rafale sont additionnées pour donner une répartition de sources causées par l'excitation réelle (sillage moyen ou turbulence). Ces sources sont ensuite rayonnées dans le conduit en utilisant l'analogie acoustique de Goldstein (paragraphe 1.2.3). La combinaison de réponses de grilles rectilignes avec un rayonnement annulaire pose des problèmes de couplage identifiés par les auteurs [128], et une première correction a été proposée et validée sur un cas test [129]. Une étude détaillée de cette problématique sera menée dans le cadre du bruit tonal (chapitre 3). Ce modèle a été développé à l'origine pour des applications de bruit à large bande et a montré des résultats proches de mesures expérimentales sur une configuration de soufflante réaliste [128, 129]. Ce modèle acoustique sera donc utilisé dans des applications de bruit à large bande au chapitre 5, et sera évalué en détail pour la prédiction du bruit tonal au chapitre 3.

### 1.3.6 Modèle de Hanson

Le modèle de Hanson [65] est également basé sur le modèle rectiligne de Glegg (paragraphe 1.3.4) mais de manière sensiblement différente du modèle de Posson. En effet, l'auteur conserve l'expression du potentiel acoustique rayonné hors de la grille rectiligne (équation (1.32)) pour dériver une expression de la puissance acoustique. La principale avancée consiste à considérer une excitation turbulente pouvant représenter fidèlement l'écoulement dans l'espace inter-roues d'un étage, car celle-ci peut être inhomogène<sup>13</sup> et anisotrope<sup>14</sup>. Hanson formalise également les changements de repères par rotations successives pour

---

<sup>13</sup>le champ turbulent peut varier par translation [126].

<sup>14</sup>le champ turbulent peut varier par translation, rotation ou réflexion [126].

---

traiter les géométries de roues complexes (calage, flèche et dévers variables). A partir de la description en repère cartésien du modèle de Glegg, Hanson introduit une transformation pour l'appliquer en repère cylindrique, permettant de considérer les nombres d'onde dans le repère du conduit  $\mathcal{R}_d$  ainsi que le nombre de pales et d'aubes. La grille d'aubes peut représenter la géométrie de l'étage à un rayon donné (à mi-envergure par exemple), auquel cas le calcul est réalisé sur une seule bande. La géométrie réelle peut également être découpée par bandes  $\Delta r$ , et pour chacune d'entre elles, la puissance acoustique est rayonnée seulement sur sa bande  $\Delta r$ . Cela permet de tenir compte d'une variation géométrique de l'étage selon l'envergure, mais ne correspond pas à la méthode d'approche par bandes utilisées dans les modèles de Ventres et Posson. En effet, le saut de pression n'est pas calculé, et la puissance est déterminée de manière décorrélée sur chaque rayon. La présence du conduit et la distribution de l'énergie acoustique sur les modes acoustiques n'existent donc pas.

Malgré deux hypothèses fortes du modèle de Hanson : 1) pas de fonction de Green en conduit et par conséquent pas de répartition sur les modes acoustiques en conduit, 2) le champ acoustique à un rayon  $r$  ne dépend que de l'interaction à ce rayon (pas d'influence des autres rayons), ce modèle prédit la forme et le niveau des spectres de puissance acoustique rayonnée de manière acceptable [131]. De plus, l'absence de répartition sur les modes de conduit permet d'atteindre des temps de calculs plus faibles que les modèles de Ventres et de Posson par exemple, ce qui en fait un candidat intéressant pour des applications paramétriques en milieu industriel. Néanmoins ses limitations ont déjà été observées en basses fréquences pour lesquelles la puissance acoustique tend à être sur-estimée [131].

## 1.4 Méthodes numériques

### 1.4.1 Introduction

Les méthodes numériques de prédiction du bruit de soufflante correspondent à la troisième catégorie décrite dans l'introduction 1.1 de cette section. Il existe une grande variété de méthodes numériques, qui se développent avec l'expansion continue des moyens de calculs informatiques. La terminologie CAA (*Computational Aero-Acoustics*) est souvent employée à propos des méthodes numériques de propagation de sources aéro-acoustiques, aspect brièvement présenté au paragraphe 1.4.3, mais ne fera pas l'objet d'une étude approfondie dans cette thèse. Il est choisi dans le mémoire d'utiliser le terme de méthodes CAA pour englober toutes les méthodes dans lesquelles les sources acoustiques sont obtenues numériquement en des points d'un maillage. Ces méthodes se différencient par leurs

hypothèses et leurs domaines d'applications. Le choix d'une méthode se fera notamment en fonction de la problématique et des contraintes de coûts de calculs. Le diagramme de la figure 1.6 résume les types de méthodes pouvant être employées pour prédire numériquement le bruit d'interaction rotor-stator d'un étage de soufflante. Comme proposé par Wang *et al.* [166], ces méthodes peuvent être réparties en deux approches : l'approche indirecte (ou hybride) et l'approche directe. La première approche se fonde sur le principe de l'analogie acoustique (section 1.2) consistant à séparer les parties aérodynamique et acoustique pour résoudre un problème aéro-acoustique. En effet, l'outil CFD (*Computational Fluid Dynamics*) permet de calculer numériquement les sources acoustiques sur la surface des aubages. Puis ces sources sont rayonnées, soit via une méthode analytique utilisant une fonction de Green<sup>15</sup>, soit via des outils numériques<sup>16</sup>. La propagation acoustique peut donc être vue ici comme un post-traitement du calcul CFD. L'objectif de l'approche directe consiste, quant à elle, à se rapprocher au plus près du phénomène physique de génération et de propagation acoustique, puisque le calcul CFD, nécessairement compressible, fournit à la fois les sources acoustiques créées par l'écoulement et les ondes acoustiques rayonnées, à partir des sources, au sein de l'écoulement. Cette deuxième approche est réalisable dans un domaine restreint autour de l'étage correspondant au champ acoustique proche. La propagation en champ lointain en dehors du domaine CFD peut ensuite être effectuée avec des méthodes analytiques ou numériques, à partir des frontières du domaine. Toutes ces méthodes, présentées sur la figure 1.6, sont détaillées dans les paragraphes suivants.

### 1.4.2 Aérodynamique numérique

Le principe du calcul numérique d'écoulements, appelé CFD, consiste à discrétiser les équations de Navier-Stokes dans un domaine d'étude, en introduisant des schémas de discrétisation des opérateurs différentiels spatiaux et temporels [2]. Plusieurs méthodes CFD existent selon le type de sources acoustiques recherchées. Pour du bruit de soufflante, celles-ci peuvent être déterministes dans le cas du bruit tonal ou aléatoires pour le bruit à large bande. Les principales méthodes numériques non linéaires de calculs des sources sont listées ci-dessous :

- **Sources déterministes** : la méthode **RANS** (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) instationnaire ou **URANS** (*Unsteady RANS*) est adaptée au calcul de sources déterministes puisqu'elle permet de résoudre les grosses structures de l'écoulement présentant une périodicité temporelle. Le principe d'une méthode

<sup>15</sup>pas de linéarisation des équations.

<sup>16</sup>nécessitant une linéarisation des équations, basée sur l'hypothèse que la propagation acoustique représente seulement une fraction de l'énergie de l'écoulement.

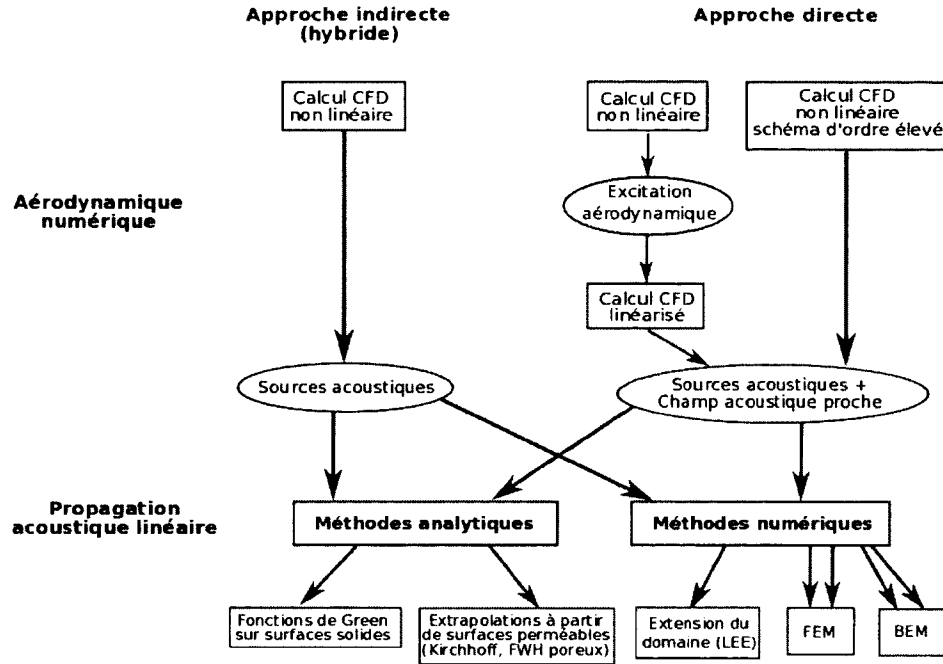


Figure 1.6 Méthodes numériques de prédiction du bruit de soufflante.

RANS consiste à décomposer les grandeurs de l'écoulement en une partie moyenne et une partie fluctuante (décomposition de Reynolds [8]) puis à moyenner les équations de Navier-Stokes gouvernant la dynamique de cet écoulement. Ainsi, seul le champ moyen est calculé, la turbulence étant modélisée et disponible seulement via les grandeurs moyennes d'énergie cinétique turbulente  $k$ , de taux de dissipation turbulente  $\epsilon$  ou de taux de dissipation spécifique  $\omega$  [14]. L'instationnarité de la méthode URANS introduit la dépendance temporelle des équations, pouvant provenir d'une perturbation temporelle, ou d'un mouvement relatif entre des maillages. Une géométrie réelle rotor-stator peut donc être maillée et calculée avec une méthode RANS instationnaire, permettant de capter l'interaction des sillages du rotor avec le stator.

#### - Sources aléatoires

- Les **méthodes stochastiques** correspondent à une reconstruction des sources acoustiques turbulentes à partir d'un calcul URANS. En effet, la méthode RANS instationnaire ne fournit pas la turbulence instantanée de l'écoulement, mais des grandeurs turbulentes moyennes. A partir de ces informations, il peut être envisageable de reconstruire un champ turbulent, moyennant l'introduction d'hypothèses et de modèles puisqu'une partie de l'information a été perdue. Cela a été réalisé par exemple par Casalino *et al.* [24] dans le cadre de l'interaction

---

rotor-stator d'un ventilateur axial basse vitesse. A partir des scalaires  $k - \omega$ , une méthode stochastique permet de générer un champ de pression pariétale aléatoire. Cependant la principale limitation de cette méthode vient de l'hypothèse d'incompressibilité, qui est un inconvénient majeur pour une soufflante haute vitesse par rapport à un ventilateur basse vitesse. Cette méthode ne sera donc pas considérée ici.

- La **simulation des grandes échelles** (*LES* pour *Large-Eddy Simulation*) consiste à calculer les structures turbulentes de l'écoulement jusqu'à une certaine échelle, et à modéliser les structures plus petites. En fait, cela revient à dire que les petites structures jusqu'à l'échelle de Kolmogorov ont surtout un rôle de dissipation de la turbulence et se comportent a priori de façon isotrope, d'où leur modélisation. La séparation des échelles est réalisée par filtrage spatial, et la modélisation des petites échelles nécessite un modèle de sous-maille faisant intervenir un terme dissipatif. L'intérêt majeur de cette méthode est la prise en compte de la turbulence instantanée de l'écoulement [14].
- La **simulation numérique directe** (*DNS* pour *Direct Numerical Simulation*) consiste à résoudre toutes les échelles turbulentes de l'écoulement, jusqu'à celle de Kolmogorov, sans nécessiter l'introduction de modèles. La difficulté principale de cette méthode vient de la densité de maillage requise pour résoudre entièrement le spectre de l'écoulement. Bailly et Comte-Bellot [8] estiment ainsi la quantité de points nécessaire de l'ordre de  $Re_L^{9/4}$ , où  $L$  est une grandeur caractéristique du problème. Dans le cas d'une soufflante réelle à haut nombre de Reynolds ( $Re_L \approx 10^6$ ), le maillage serait donc composé d'environ  $10^{14}$  points, une quantité bien supérieure à ce qui est supportée aujourd'hui par les supercalculateurs<sup>17</sup>. On comprend donc aisément que cette méthode est réservée à un cadre de recherche fondamentale sur des configurations simples et à faibles nombres de Reynolds.

Par ailleurs, comme le montre la figure 1.6, un calcul CFD peut également être utilisé pour fournir une excitation aérodynamique qui sera ensuite imposée comme condition limite à l'entrée d'un calcul CFD linéarisé, dans un domaine comprenant les surfaces à l'origine du bruit et une partie du champ proche. En effet, lorsque seules la réponse du stator à l'excitation et les ondes acoustiques sont recherchées, et non l'écoulement moyen, cette approche est justifiée [39]. Le code LINFLUX de la NASA est un exemple typique d'une

---

<sup>17</sup>Gourdain [54] a récemment réalisé une LES rotor-stator sur un maillage de  $10^9$  points, ce qui peut être considéré comme la limite actuelle.

---

résolution numérique des équations d'Euler linéarisées dans le domaine fréquentiel [163], utilisé pour des applications de soufflante [38, 135]. La méthode d'Atassi *et al.* [3] utilise également les équations d'Euler linéarisées. Afin de prendre en compte le chargement moyen sur les aubes, Sharma *et al.* [148] et Giacche *et al.* [48] proposent d'utiliser une méthode RANS linéarisée.

Dans le cas de l'approche directe (voir figure 1.6), le calcul doit non seulement résoudre le champ aérodynamique mais également la propagation non linéaire des ondes acoustiques depuis les sources. Le domaine de calcul doit donc contenir la région de l'écoulement produisant du bruit et au moins une partie du champ acoustique proche, et la simulation doit nécessairement être 3D et compressible [12]. Ce type d'approche fait apparaître deux difficultés majeures, précisées par Colonius et Lele [28] et Wang *et al.* [166] :

1. les codes numériques aérodynamiques contiennent généralement de la dissipation artificielle pour des raisons de stabilité de calculs. Si cette dissipation est négligeable pour les grandeurs aérodynamiques, elle peut avoir un effet important sur la propagation des ondes acoustiques et les modifier en amplitude et en phase (dispersion) avant que celles-ci atteignent les frontières extérieures du domaine CFD ;
2. même pour des écoulements « bruyants », les fluctuations acoustiques ne représentent qu'une petite partie de l'énergie totale de l'écoulement. Ces dernières peuvent donc être du même ordre de grandeur que les erreurs associées au calcul numérique (« bruit numérique »), ce qui peut conduire à des erreurs non négligeables sur la prédiction acoustique.

Afin de répondre à ces deux problématiques de l'approche directe, des schémas de discrétisation spatiale spécialement conçus pour la CAA, peu dissipatifs et peu dispersifs, ont été développés. Ils peuvent aller jusqu'à une précision du douzième ordre ; citons en particulier les schémas de Tam et Webb [157], Lui et Lele [93] et Bogey et Bailly [13]. De plus, afin d'assurer qu'aucune onde acoustique parasite n'est créée ou réfléchi sur les frontières du domaine, des conditions limites non réfléchives ou totalement absorbantes doivent être utilisées [28]. Le principal intérêt de l'approche directe est de considérer une propagation non linéaire des ondes acoustiques dans le domaine de calcul, comme le passage des ondes générées sur le stator à travers les pales du rotor, entraînant une perte par transmission, réflexion et diffraction fréquentielle [39], ainsi que de prendre en compte l'influence du champ acoustique sur le champ aérodynamique (rétro-action). De plus, les termes quadripolaires de la turbulence propre de l'écoulement peuvent être pris en compte, alors qu'ils sont négligés lorsque seules les sources sur les aubes sont considérées (paragraphe 1.2.3).



---

Dans le cas de l'approche hybride, seul l'écoulement est calculé par la CFD. La précision numérique requise pour ce calcul est donc moins critique que dans l'approche directe, car les ondes acoustiques ne sont pas recherchées [166]. Ainsi des schémas de discrétisation et des conditions limites conventionnels (schémas du deuxième ordre par exemple) peuvent être utilisés.

Finalement, l'approche directe devrait permettre de prendre en compte davantage de phénomènes physiques mais nécessite de plus grands efforts de calculs que l'approche hybride. Dans les deux cas, le maillage doit être assez raffiné pour ne pas filtrer les structures produisant les sources acoustiques. Le nombre de points minimal par longueur d'onde aérodynamique ou acoustique, nécessaire pour limiter les phénomènes de dissipation et de dispersion numérique, dépend du schéma de discrétisation spatiale. Par exemple, pour un schéma du deuxième ordre, Wilson et Coupland [173] conseillent d'utiliser 20 points par longueur d'onde aérodynamique.

### 1.4.3 Propagation acoustique linéaire

La propagation acoustique des ondes en champ lointain<sup>18</sup>, à partir des sources acoustiques ou à partir du champ proche, peut se faire de manière analytique ou numérique, comme le montre la figure 1.6.

#### Méthodes analytiques

Les méthodes analytiques de rayonnement à partir des sources acoustiques calculées sur des surfaces solides suivent exactement le principe de l'analogie acoustique liée l'approche indirecte. En effet, ce principe vu dans la section 1.2 consiste à convoluer les sources à une fonction de Green pour obtenir le champ acoustique en champ lointain. La fonction de Green utilisée doit être adaptée au problème. En général, il n'existe pas pour un problème réel de solution analytique. Toutefois il est possible dans certains cas d'approcher le problème de manière à se ramener à un problème pour lequel la fonction de Green analytique existe. Par exemple, pour un rayonnement en champ libre, la fonction de Green est celle utilisée dans l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings [172], méthode adoptée par Pérot *et al.* [119], Sanjosé *et al.* [142] et Magne *et al.* [94] pour du bruit de ventilateur par exemple. Dans le cas d'une turbomachine, une propagation en conduit avec écoulement axial uniforme peut être envisagée et la fonction de Green développée par Goldstein (paragraphe 1.2.3) peut être utilisée. Il est également possible de tenir compte

---

<sup>18</sup>Le champ lointain acoustique correspond à une distance entre la source et l'observateur grande devant la longueur d'onde acoustique étudiée [166].

des effets d'un écoulement cisailé en conduit (effet de couche limite) [165], ou des effets de l'écoulement tournant dans l'espace rotor-stator, comme développé récemment par Posson et Peake [130], moyennant une augmentation de la complexité des expressions. Peu d'exemples d'études utilisant ce principe de l'analogie acoustique appliquée à la CAA avec rayonnement en conduit sont disponibles dans la littérature. Mentionnons par exemple l'étude de Carolus *et al.* [23], qui s'intéresse au bruit large bande d'un ventilateur basse vitesse. Les sources acoustiques sur les surfaces des pales sont obtenues via un calcul LES incompressible, et le rayonnement en conduit à partir de ces sources est effectué à l'aide d'une méthode analytique, différente de l'analogie de Goldstein.

Concernant l'approche directe, dans laquelle les ondes acoustiques sont disponibles dans le domaine CFD, Gloerfelt [51] détaille les méthodes analytiques de propagation en dehors du domaine. Ces deux méthodes extrapolent les ondes acoustiques à partir d'une surface perméable, qui doit être fermée et contenir toutes les sources acoustiques. En pratique, cette surface doit se situer en dehors de l'écoulement, ou au moins hors d'une région de vorticité élevée, pour ne considérer que des fluctuations acoustiques sur celle-ci<sup>19</sup>. La méthode de Kirchhoff consiste alors à rayonner l'information acoustique disponible sur la surface avec l'équation linéaire de propagation d'ondes en champ libre. La deuxième méthode, basée sur l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkins, est souvent appelée FW-H poreux et utilise directement l'équation intégrale de Ffowcs-Williams et Hawkins [172]. Ces deux méthodes donnent des résultats équivalents si aucun terme quadripolaire n'est présent sur la surface poreuse [51]. Si cette méthode est bien adaptée pour du rayonnement en champ libre, pour du bruit de jet [12, 43], ou de rotors contra-rotatifs non car  n  s [27, 154] par exemple, elle semble plus difficilement utilisable pour du bruit de soufflante rayonné en conduit.

## Méthodes numériques

Parmi les méthodes numériques de propagation acoustique, une première catégorie correspond à une extension du domaine CFD, sur lesquelles sont r  solv  es les équations d'Euler linéarisées (*LEE*). La méthode des éléments finis (*FEM* pour *Finite Element Method*) et la méthode des éléments de frontières (*BEM* pour *Boundary Element Method*), utilisant une formulation intégrale des équations, représentent les deux autres catégories et nécessitent au préalable la construction d'une source équivalente à partir du calcul CFD.

- La méthode par extension de domaine s'applique pour l'approche directe, puisqu'à partir des frontières du domaine CFD sur lesquelles les ondes acoustiques sont r  so-

---

<sup>19</sup>et non des fluctuations aérodynamiques, ce qui créerait du pseudo-son.

---

lues, un maillage peut être créé à l'extérieur, sur lequel des équations plus simples que celles de Navier-Stokes, comme les équations d'Euler linéarisées (LEE), sont résolues afin de propager les ondes acoustiques [28]. Une source acoustique équivalente, construite depuis un calcul CFD, peut aussi être placée dans un maillage et rayonnée avec les mêmes équations, comme le calcul du bruit d'interaction rotor-stator de Polacsek *et al.* [124].

- La FEM résout l'équation de propagation convectée d'Helmholtz dans le domaine de propagation des ondes acoustiques. Un écoulement moyen non visqueux et rotationnel peut être pris en compte. Le maillage composé d'éléments volumiques remplit l'espace de propagation, à la fois dans le conduit et en dehors. Les surfaces délimitant le domaine possèdent des conditions aux limites représentant leur comportement physique réel (un traitement acoustique sur paroi peut par exemple être considéré via une impédance variable). Le maillage doit donc s'étendre jusqu'à la position de l'observateur, et sa densité détermine la fréquence maximale de l'onde devant être propagée. Manera *et al.* [96] ont par exemple calculé la propagation d'un mode acoustique dans la partie avale de la nacelle (flux secondaire) et son rayonnement à l'extérieur du conduit.
- La BEM calcule le champ acoustique à partir des surfaces du problème, discrétisées via un maillage d'éléments surfaciques [147]. L'équation de Helmholtz, reformulée en équation intégrale de frontière, est ensuite résolue avec les conditions limites imposées sur les éléments surfaciques de frontières. Cette méthode revient en fait à déterminer numériquement une fonction de Green pour des géométries quelconques. Cette méthode est plus légère en termes de temps de calcul car seuls des maillages 2D sont présents. De plus, la distance source-observateur n'influant pas sur le temps de calcul, celui-ci peut être placé très loin. La BEM a été utilisée pour du bruit de soufflante, par Polacsek et Desbois-Lavergne [125] en imposant directement les forces instationnaires sur les pales sur les surfaces du problème (approche indirecte), et par Polacsek et Burguburu [123] en construisant une source équivalente placée dans le conduit à partir des ondes acoustiques calculées en champ proche (approche directe).

Finalement, on retiendra que l'utilisation d'une méthode analytique pour la propagation acoustique nécessite des hypothèses simplificatrices sur l'écoulement et la géométrie mais est moins coûteuse qu'une méthode numérique. Celle-ci permet en effet de tenir compte d'une géométrie réaliste, et possiblement d'un écoulement, mais introduit une limitation

---

en terme de fréquence maximale résolue et de distance source-observateur (excepté pour la BEM) venant de la taille et de la densité du maillage.

Le choix de la méthode CAA à mettre en oeuvre dans ce projet s'oriente vers une approche indirecte, telle que définie au paragraphe 1.4.1. En effet, les calculs CFD assurent la prise en compte d'une configuration réaliste dans la détermination des sources acoustiques. La propagation analytique permet d'une part de limiter le coût global de la méthode CAA, et d'autre part d'utiliser la même formulation que celle des modèles acoustiques à évaluer, ce qui est pertinent en termes de comparaisons.

## 1.5 Objectifs et méthodologie du projet

Ce chapitre présente deux catégories de méthodes de prédiction du bruit d'interaction rotor-stator émis par une soufflante de turboréacteur : une approche analytique et une approche numérique. La configuration consiste en un étage rotor-stator monté dans un conduit infini, mais tous les développements présentés dans la suite peuvent être couplés à un calcul de rayonnement en conduit fini, possiblement traité acoustiquement, et en champ libre en dehors du conduit. Dans la définition de la problématique du bruit de soufflante établie par Envia *et al.* [39], on se concentre donc sur la partie liée à la génération des sources acoustiques, l'autre partie concernant la propagation en champ lointain. Chaque catégorie de méthodes de prédiction possède ses caractéristiques propres : les méthodes analytiques permettent des études paramétriques en phase de conception grâce à leurs coûts de calcul abordables, au prix d'hypothèses simplificatrices sur la configuration, dont il est nécessaire de connaître l'influence sur le résultat fourni. Les méthodes numériques permettent de considérer des géométries et des écoulements réalistes, mais demandent encore d'importants efforts de calculs. Dans ce contexte, les objectifs originaux du projet de recherche s'établissent comme suit :

- Evaluer des modèles analytiques prenant en compte l'effet de grille. Cette étude porte avant tout sur la prédiction des sources acoustiques, car cette étape est fondamentale pour garantir ensuite une prédiction précise du bruit rayonné. Huff mentionne par exemple qu'il est « vital d'améliorer la connaissance et la prédiction des sources de bruit »[70], et selon Envia *et al.* [39], « il y a beaucoup plus de défis dans la modélisation des sources, que dans la propagation acoustique », ce qui est confirmé par Peake et Parry [118] selon qui « les modèles de propagation et de rayonnement fonctionnent correctement ».

- 
- Qualifier et quantifier les effets de certaines hypothèses utilisées dans les modèles. Proposer et évaluer des modifications apportées aux modèles, afin de se rapprocher d'une configuration plus réaliste en diminuant le nombre de ces hypothèses.
  - Mettre en œuvre et évaluer une nouvelle méthode CAA adaptée au bruit de turbomachine. Cette méthode consiste en une approche indirecte, telle que définie dans la section 1.4, puisqu'elle est basée sur le calcul numérique des sources à l'aide d'un calcul CFD et le calcul du rayonnement suivant l'analogie de Goldstein. En particulier, cette méthode emploie des simulations aérodynamiques conventionnelles<sup>20</sup> ce qui la rend plus facilement applicable sur des géométries complexes.

Afin de remplir les objectifs établis ci-dessus, la méthodologie suivante est proposée. Concernant la problématique du **bruit tonal** d'interaction rotor-stator, des calculs URANS 3D compressibles sont réalisés sur des configurations rotor-stator. Ces calculs fournissent en effet à la fois l'excitation aérodynamique réaliste, c'est à dire le sillage moyen du rotor convecté par l'écoulement, qui peut être utilisée en entrée des modèles analytiques acoustiques. De plus, les calculs instationnaires permettent l'extraction au cours du temps des fluctuations de pression sur les aubes du stator, correspondant aux sources acoustiques réalistes. Celles-ci sont à la base de la méthode CAA mise en œuvre, consistant à rayonner les sources numériques en conduit via l'analogie de Goldstein. Une configuration rotor-stator académique permet tout d'abord d'évaluer certains effets technologiques sur la prédiction des sources et le bruit rayonné. Une configuration réaliste sert ensuite de référence pour l'amélioration du modèle de Posson. Ce dernier, construit originalement pour une prédiction du bruit à large bande, est donc évalué dans le cadre du bruit tonal.

Concernant le **bruit à large bande** d'interaction rotor-stator, l'approche est similaire à celle du bruit tonal. Cependant, seul un calcul LES compressible est capable de fournir à la fois l'excitation turbulente et les sources acoustiques large bande sur les aubes du stator. Celles-ci permettent l'application de la méthode CAA au cadre du bruit à large bande. De plus, le modèle de Ventres est implémenté à partir des publications originales et validé. Cela permet d'étudier les effets de plusieurs réponses de grille (2D et 3D) et ceux de méthodes de rayonnement différentes (conduit ou champ libre), en comparant les résultats fournis par les modèles de Ventres, Posson et Hanson, également utilisé dans cette étude. De plus, l'influence de l'effet de grille est évalué via une comparaison avec une réponse de profil isolé.

---

<sup>20</sup>par opposition à la précision numérique élevée nécessaire dans une approche directe.

---

Le plan du mémoire suit donc la méthodologie proposée. Le chapitre 2 expose les calculs URANS, menés sur une configuration académique rotor-stator et sur une géométrie réelle d'un compresseur axial. Ces derniers sont validés par comparaisons avec des données expérimentales. Le chapitre 3 suivant présente les formulations des améliorations apportées au modèle de Posson et son application au bruit tonal. La méthode CAA est mise en œuvre afin d'évaluer certains effets technologiques et les nouvelles caractéristiques du modèle. Ses limitations sont également analysées, et il est mis en évidence la faisabilité et l'intérêt d'une approche numérique pour la prédiction du bruit tonal. Le chapitre 4 décrit le calcul LES réalisé sur le même compresseur axial et des comparaisons aérodynamiques permettent de valider cette étude. Finalement, le chapitre 5 détaille les analyses comparatives de différents modèles de prédiction de bruit à large bande sur plusieurs configurations réalistes rotor-stator, ainsi que la mise en place de la méthode CAA à partir du calcul LES.

# CHAPITRE 2

## ÉTUDE AÉRODYNAMIQUE URANS

### 2.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre consiste à présenter, à valider et à analyser les calculs numériques d'écoulements réalisés sur plusieurs configurations. Ces simulations URANS seront ensuite utilisées dans le chapitre 3 dédié au bruit tonal d'interaction rotor-stator. Tel que présenté au paragraphe 1.4.2, la technique URANS est en effet bien adaptée à l'étude des phénomènes déterministes et donc au bruit tonal. La section 2.2 présente brièvement le code de calcul aérodynamique employé pour toutes les simulations présentées dans ce chapitre. La configuration de référence utilisée pour l'étude de l'interaction rotor-stator est le compresseur de recherche CME2. Le choix de ce compresseur se justifie par le fait qu'il représente une géométrie classique d'un étage rotor-stator monté dans la partie amont d'un turbo-réacteur, que des études à la fois numériques et expérimentales ont été publiées, que sa géométrie est disponible, et que son nombre de Reynolds  $Re_c$  est modéré garantissant une meilleure faisabilité de l'étude LES (chapitre 4). Les principales différences avec un étage de soufflante sont un rapport de conduit plus élevé et des roues plus rapprochées dans le cas du compresseur ; cependant les mécanismes physiques d'interaction rotor-stator sont similaires. La simulation du compresseur CME2 est présentée dans la section 2.4, puis validée face à des données de la littérature. Une analyse détaillée des sillages du rotor est ensuite conduite puisqu'ils représentent l'excitation utilisée en entrée des modèles analytiques acoustiques. Par ailleurs, afin d'étudier des effets ciblés sur la réponse d'une grille d'aubes à une excitation de vorticité, une configuration simplifiée d'étage rotor-stator, basée sur le compresseur CME2, est considérée dans la section 2.3. Celle-ci consiste en un stator de plaques planes placé dans un conduit annulaire. Finalement, les simulations instationnaires de ce chapitre fournissent les fluctuations de pression sur les aubes du stator au cours du temps. Celles-ci correspondent aux sources acoustiques réelles du bruit tonal d'interaction rotor-stator, et seront au cœur de la méthode CAA développée au chapitre suivant.

---

## 2.2 Solveur aérodynamique

Le logiciel choisi pour résoudre numériquement les équations de la dynamique des fluides est le code de calcul *Turb'Flow*. Ce dernier est développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL) en France. Ce code a été spécifiquement conçu pour les calculs d'écoulements compressibles instationnaires dans les turbomachines, ce qui correspond précisément à l'objet de la présente étude. *Turb'Flow* est basé sur une formulation aux volumes finis pour la discrétisation spatiale des équations de Navier-Stokes. Ainsi les équations différentielles conservatives sont intégrées sur un volume de contrôle, petit par rapport aux variations du champ, au centre duquel se trouve le nœud de maillage (approche cellule centrée ou *cell-center*). Les variables sont calculées en ce nœud et les flux sont évalués sur les faces du volume par interpolation [153]. Les équations sont résolues sur des maillages multi-blocs structurés. Ceux-ci s'adaptent moins bien aux géométries complexes que les maillages non-structurés mais garantissent un traitement numérique plus précis. Plusieurs schémas de discrétisation spatiale sont implémentés dans *Turb'Flow* : les schémas décentrés amont, ou *upwind*, de Liou (Advection Upstream Splitting Scheme) [91] et de Roe [138], ainsi que le schéma centré de Jameson [75], et une extension de ce dernier réalisée par Soulat [153] permettant de prendre en compte les maillages non-uniformes. Dans *Turb'Flow*, la précision de ces schémas spatiaux peut atteindre le quatrième ordre. La discrétisation spatiale sur les frontières des domaines est réalisée à l'aide de plans supplémentaires (cellules fantômes) extrapolés à partir du maillage existant. La discrétisation temporelle, via une approche explicite, est réalisée par un schéma de Runge-Kutta du deuxième ordre comportant jusqu'à cinq sous-pas de temps, ces derniers permettant de stabiliser le calcul et d'employer des pas de temps plus grands. L'approche implicite n'est pas utilisée car elle n'est pas adaptée aux calculs instationnaires comportant un grand nombre de mailles et des domaines en mouvement relatif. Plusieurs modèles RANS à deux équations de transport sont disponibles dans *Turb'Flow*, dont le modèle  $k - \epsilon$  standard [77] et les modèles  $k - \omega$  de Wilcox [170] et de Kok [87]. Pour les calculs LES, différents modèles de sous-mailles sont implémentés, dont la version originale de Smagorinsky [149], le modèle WALE (*Wall-Adapting Local Eddy-viscosity*) [112], et le modèle SISM (*Shear Improved Smagorinsky Model*, voir aussi paragraphe 4.2.2) [89], ces deux derniers étant efficaces pour traiter les écoulements en proche paroi. Plus de détails sur la formulation de *Turb'Flow* et les schémas implémentés sont fournis par exemple par Caro *et al.* [22] et Soulat [153].



---

## 2.3 Grille annulaire de plaques planes

Afin d'étudier les effets de deux hypothèses du modèle de grille de Posson *et al.* [133] (paragraphe 1.3.5) : 1 - écoulement non visqueux et 2 - plaques sans épaisseur, sur la prédiction des sources acoustiques d'une aube de stator, on considère un cas simplifié de configuration rotor-stator. Il s'agit d'une grille de plaques planes, fixe et placée dans un conduit annulaire, à l'entrée duquel défile une perturbation aérodynamique représentant un sillage arbitraire de rotor. L'effet de la viscosité du fluide sur la réponse de l'aube est étudié à l'aide de deux simulations sur le même stator (grille de plaques fines) avec écoulement visqueux et non visqueux. Par ailleurs deux géométries de grille, avec écoulement visqueux, permettent d'analyser l'effet d'épaisseur de l'aube sur sa réponse.

### 2.3.1 Mise en place du calcul

La grille de plaques planes, montée dans un conduit annulaire de section constante et de rayon intérieur  $R_H = 0.241$  m, possède les paramètres géométriques et les conditions de l'écoulement moyen à mi-envergure du stator réel du compresseur CME2. La corde de la plaque est constante en envergure ( $C = 0.077$  m), son rapport d'aspect vaut  $(R_T - R_H)/C = 0.4$  et son épaisseur correspond à l'épaisseur moyenne de l'aube du CME2. Une autre géométrie de grille ayant une épaisseur de plaque dix fois plus petite permet d'étudier l'effet relatif d'épaisseur. Le rapport de conduit  $R_H/R_T = 0.89$  est plus élevé que dans le cas du CME2 pour garantir une meilleure réponse du modèle<sup>1</sup>. Comme le montre la figure 2.1, la grille est composée de 30 plaques, contrairement au stator réel comportant 40 aubes, possédant un angle de calage  $\chi_s = 15.4^\circ$  et des angles de flèche et dévers nuls. La solidité en tête de conduit vaut  $\zeta = C/g = 1.38$  justifiant l'emploi d'un modèle de grille.

L'écoulement hors sillage est imposé parallèle aux plaques (pas d'angle d'incidence) et sans composante radiale afin de respecter les hypothèses du modèle. Le nombre de Mach à l'entrée du conduit vaut  $M_0 = 0.33$  et le nombre de Reynolds basé sur la corde  $Re_c \approx 5.3 \times 10^5$ . La figure 2.2 présente le domaine de calcul. Seulement un passage d'aube est simulé puisque la configuration est axisymétrique. Le maillage structuré est composé d'environ  $3.5 \times 10^5$  points répartis en 6 blocs avec un raffinement proche de la paroi de l'aube et 31 points selon l'envergure. Concernant les calculs visqueux, la distance à la paroi adimensionnée<sup>2</sup>  $y^+$  est en dessous de 5 pour la plupart des points avec un maximum de 9 près du bord

---

<sup>1</sup>Il a en effet été montré que le modèle de grille est plus performant pour des rapports de conduit élevés, tendant vers l'unité, que pour des envergures plus grandes [128].

<sup>2</sup>si  $y$  est la direction normale à la paroi,  $y^+ = \rho u_\tau y / \mu$ , avec la vitesse de frottement à la paroi  $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$  et la contrainte de cisaillement  $\tau_w = \mu(\partial u / \partial y)_{y=0}$ .



Figure 2.1 Grille annulaire de plaques planes, paroi extérieure enlevée.

d'attaque, respectant les critères du modèle de turbulence utilisé sans loi de paroi. Les points de maillage à mi-envergure sont présentés sur les figures 2.2(a) et 2.2(b) correspondant respectivement aux plaques épaisses et fines. La densité du maillage permet d'obtenir entre 18 et 20 points par longueur d'onde aérodynamique pour la deuxième harmonique (3 BPF) de l'excitation de vorticité, garantissant ainsi de faibles dissipation et dispersion lors de sa convection à travers le domaine pour un schéma spatial du deuxième ordre [68, 173]. Les parois du moyeu et de la tête sont traitées comme des surfaces glissantes afin de limiter le nombre de points (pas de résolution de la couche limite). Une condition de périodicité est imposée sur les faces latérales du domaine. La condition de sortie utilisée correspond à une combinaison entre une condition à pression imposée (donc réfléchissante) et une condition non-réfléchissante pure (instable en terme de pression moyenne), inspirée par Poinso et Lele [122]. Cette condition appelée *SortieSubMix* est couplée à l'équation d'équilibre radial, nécessaire pour représenter fidèlement le comportement radial de l'écoulement en turbomachine. La condition limite imposée à l'entrée est traitée au paragraphe 2.3.2 suivant. Outre l'effet d'épaisseur, on souhaite mettre en évidence les effets de la viscosité du fluide sur le comportement aérodynamique et sur les sources acoustiques. Pour cela deux calculs sont réalisés : un calcul URANS, utilisant le modèle de turbulence  $k - \omega$  de Wilcox couplé à un limiteur de production d'énergie cinétique turbulente  $k$ , et un calcul Euler considérant un fluide non visqueux. Dans les calculs instationnaires, le schéma spatial centré de Jameson est utilisé au deuxième ordre, et le schéma temporel explicite est le Runge-Kutta au deuxième ordre avec 5 sous-pas. Afin de satisfaire les critères de

stabilité [2], il est nécessaire d'utiliser 24000 à 60000 itérations par période de passage de pale, les calculs non-visqueux étant par nature plus instables.

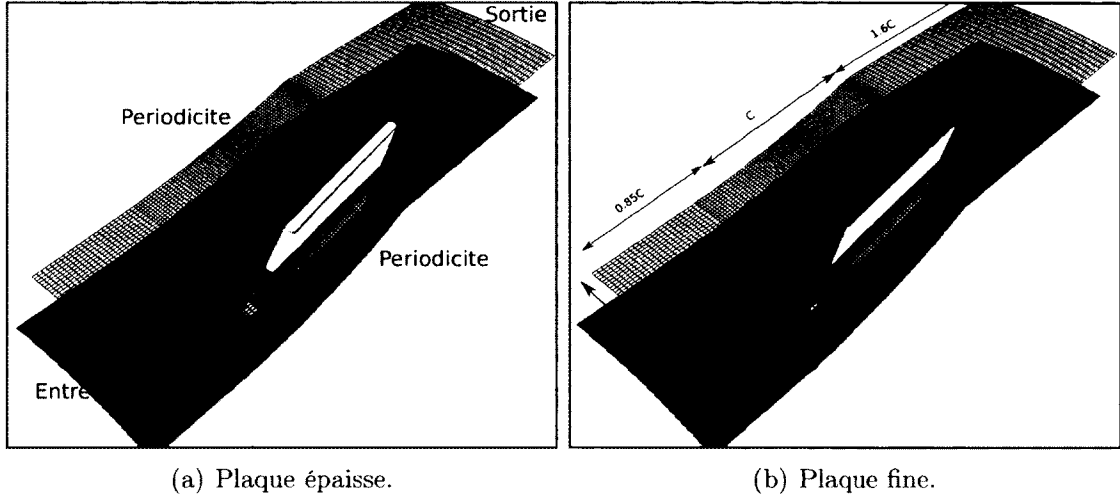


Figure 2.2 Domaines de calcul et vues du maillage à mi-envergure des grilles annulaires de plaques.

### 2.3.2 Condition limite défilante

Afin d'obtenir une configuration simplifiée d'un étage rotor-stator, on impose sur le plan d'entrée du domaine de la figure 2.2 une condition limite défilant à la vitesse de rotation d'un rotor fictif qui serait placé en amont du domaine. On conserve des caractéristiques similaires au compresseur CME2, possédant 30 pales, et tournant à  $\Omega = 6330 \text{ tr.min}^{-1}$  parmi les points de fonctionnement de la littérature [53], d'où une fréquence de passage de pale de  $\text{BPF} = 3165 \text{ Hz}$ . La condition limite permet d'imposer les trois composantes de la vitesse ainsi que la température statique, considérée uniforme ici. Dans l'étude acoustique, on s'intéresse au bruit tonal créé par l'interaction d'un sillage de rotor avec le stator. On définit donc l'excitation comme un sillage moyen arbitraire, basé sur le travail préliminaire de Posson *et al.* [134]. A partir de la valeur de la vitesse axiale moyenne  $V_{xd}$ , extraite au rayon moyen du compresseur CME2, on peut déterminer la vitesse relative hors sillage  $\overline{W}_{rel}$  en aval du rotor, en supposant que celle-ci est alignée avec la plaque représentant la pale de rotor, d'angle de calage  $\chi_r$  :

$$\overline{W}_{rel} = \frac{V_{xd}}{\cos \chi_r} . \quad (2.1)$$

L'excitation  $W_{rel}$  est ensuite définie analytiquement à l'aide des fonctions  $f$ , imposant la variation azimutale de l'amplitude de la vitesse  $W$  dans le sillage, i.e. la forme du sillage

à un rayon donné, et  $g$  donnant une évolution radiale non uniforme, s'écrivant avec les notations de figure 2.3 :

$$W_{rel}(r_d, \theta_d) = f(r_d, \theta_d)g(r_d)\overline{W_{rel}}, \quad \text{avec :} \quad (2.2)$$

$$f(r_d, \theta_d) = 1 - 0.2e^{-\ln^2(\theta_d/\Delta\gamma)^2}, \quad \Delta\gamma = \frac{\pi(R_T + R_H)}{20Br_d},$$

$$g(r_d) = \frac{5}{100} \left[ (20 - a) - \sin\left(\pi \frac{r_d - R_H}{R_T - R_H}\right) - \sin\left(2\pi \frac{r_d - R_H}{R_T - R_H}\right) - \sin\left(3\pi \frac{r_d - R_H}{R_T - R_H}\right) \right],$$

$$a = 3.$$

La vitesse absolue impactant le stator s'écrit ensuite à l'aide du triangle des vitesses de la figure 2.3(a) :

$$V_a(r_d, \theta_d) = \sqrt{(W_{rel} \cos \chi_r)^2 + (W_{rel} \sin \chi_r + |U_e|)^2}, \quad (2.3)$$

avec  $U_e = \Omega r_d$  la vitesse d'entraînement, et  $\chi_r < 0$  ici. L'écoulement, faisant un angle  $\alpha$  avec l'axe de rotation, est supposé sans incidence sur le stator en dehors du sillage, d'où  $\alpha = \chi_s$ . Dans le sillage, la vitesse relative étant plus faible, l'écoulement présente une incidence positive sur le stator :  $\alpha > \chi_s$ . Dans tous les cas,  $\alpha$  s'écrit :

$$\alpha = \cos^{-1} \left( \frac{W_{rel} \cos \chi_r}{V_a} \right) \quad (2.4)$$

Les trois composantes de la vitesse dans le repère cylindrique sont finalement imposées directement comme valeurs de conditions limites à l'entrée pour le calcul *Turb'Flow* (en repère cartésien) :

$$V_{x_d}(r_d, \theta_d) = V_a(r_d, \theta_d) \cos \alpha \quad (2.5)$$

$$V_{\theta_d}(r_d, \theta_d) = -V_a(r_d, \theta_d) \sin \alpha \quad (2.6)$$

$$V_{r_d}(r_d, \theta_d) = 0.$$

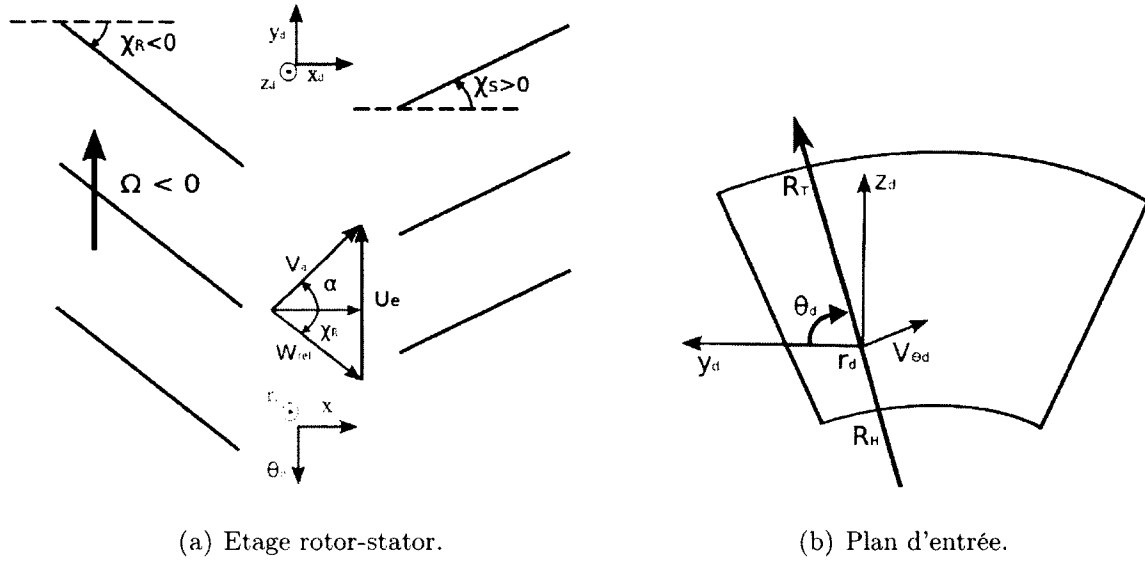


Figure 2.3 Définition des repères à l'entrée de la veine.

Les figures 2.4(a) et 2.4(b) illustrent les composantes axiale et tangentielle de l'excitation définies dans les équations (2.5) et (2.6) sur la surface du plan d'entrée, représentant la largeur d'un canal d'aube. Le déficit de vitesse du sillage est visible sur la vitesse axiale, et l'augmentation de la vitesse tangentielle dans le sillage montre l'incidence positive de l'écoulement sur le stator. Cette excitation défilant périodiquement devant le stator crée un chargement instationnaire déterministe sur la surface des aubes responsable du bruit tonal. La particularité de cette excitation vient de sa non-uniformité radiale, puisque le modèle est capable de prendre en compte cet aspect.

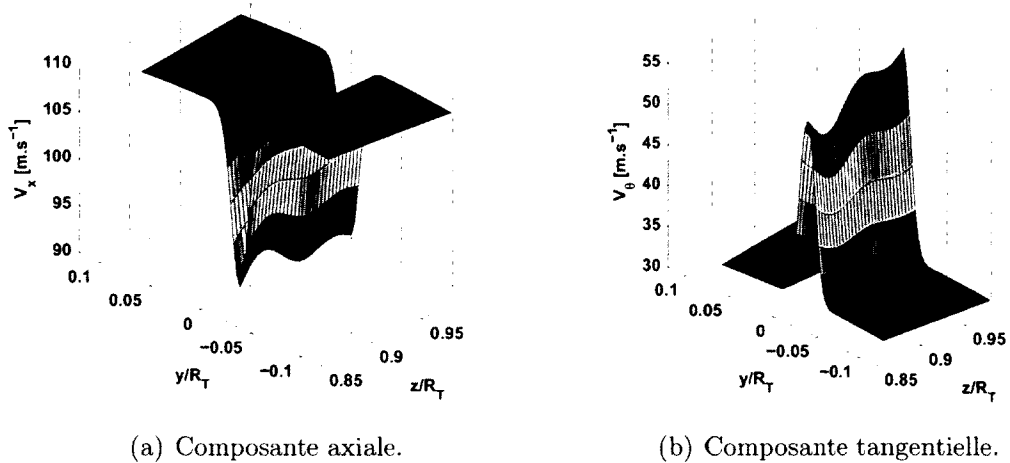


Figure 2.4 Vitesse de l'excitation imposée sur le plan d'entrée.

Les premiers résultats obtenus sur ce cas test par de Laborderie *et al.* [33] ont fait apparaître des ondes de pression dans le domaine, non reliées à la BPF et ses harmoniques. Afin d'expliquer l'origine de ce phénomène, des tests menés sur une veine libre sans grille ont montré que la condition limite imposée à l'entrée était responsable de ces ondes parasites. En effet, l'excitation définie analytiquement dans l'équation (2.3) est à divergence non nulle et ne représente donc pas une onde de vorticité pure. D'après Hixon et Sescu [69], il est nécessaire d'assurer une excitation de vorticité à divergence nulle afin de minimiser la génération d'ondes acoustiques parasites à l'entrée. On définit donc une nouvelle excitation sous la forme :

$$\begin{aligned} V_{x_d}(r_d, \theta_d) &= \bar{V}_{x_d} + v'_{x_d}(r_d, \theta_d) \\ V_{\theta_d}(r_d, \theta_d) &= \bar{V}_{\theta_d} + v'_{\theta_d}(r_d, \theta_d) \\ V_{r_d}(r_d, \theta_d) &= 0 \end{aligned}$$

où les  $\bar{V}_i$  correspondent aux valeurs des vitesses en dehors du sillage. La relation à vérifier par cette nouvelle excitation est [69] :

$$v'_{\theta_d}(r_d, \theta_d) = -\frac{\bar{V}_{\theta_d}}{\bar{V}_{x_d}} v'_{x_d}(r_d, \theta_d). \quad (2.7)$$

En faisant le choix de conserver la composante axiale de l'excitation originale de l'équation (2.5) et en s'assurant que l'écoulement hors sillage est bien à incidence nulle sur le stator ( $\bar{V}_{\theta_d} = \bar{V}_{x_d} \tan \chi_s$ ), la composante tangentielle de l'excitation s'écrit :

$$V_{\theta_d}(r_d, \theta_d) = \bar{V}_{\theta_d} - \frac{\bar{V}_{\theta_d}}{\bar{V}_{x_d}} v'_{x_d}(r_d, \theta_d). \quad (2.8)$$

La figure 2.5 compare les composantes tangentielles de l'excitation originale (  quation (2.6)) et nouvellement définie (  quation (2.8)). L'excitation à divergence nulle possède donc une composante tangentielle plus faible dans le sillage se traduisant par un angle d'incidence sur la plaque plus petit. De plus, la figure 2.6 présente la divergence des deux excitations étudiées calculées directement dans le solveur *Turb'Flow* sur le plan d'entrée. On note une nette diminution de la valeur de la divergence de la nouvelle excitation par rapport à celle originale (division de la valeur maximale par 3). Cependant la figure 2.6(b)

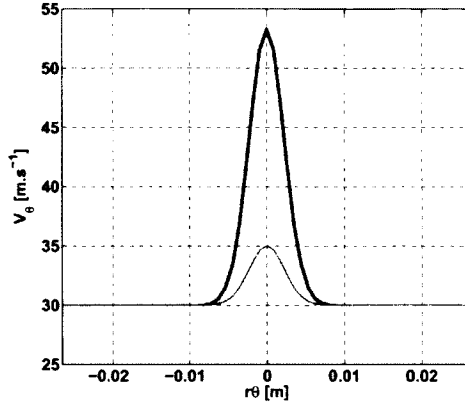
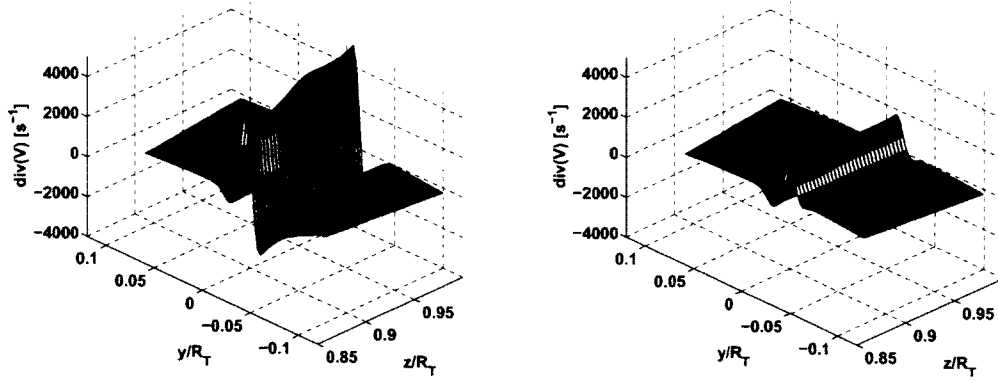


Figure 2.5 Comparaison des vitesses tangentielles de l'excitation à mi-envergure. Noir : excitation originale. Rouge : excitation à divergence nulle analytiquement.

indique une valeur non nulle dans le sillage, expliquée par les erreurs de discrétisation sur le maillage, à la fois de l'excitation analytique et du calcul de la divergence. Sur le plan d'entrée, le sillage est discrétisé par 20 points de maillage dans la direction azimutale. On peut par ailleurs montrer que la divergence diminue proportionnellement avec un raffinement du maillage mais sans jamais atteindre une valeur nulle. Afin d'évaluer l'influence de la nouvelle excitation sur la réponse de pale, on considère le cas de la grille de plaques fines avec un écoulement visqueux. La figure 2.7 présente les spectres de saut de pression en un point de la plaque dont les signaux temporels correspondants ont été enregistrés sur 21 périodes de passage de pale. Outre la présence claire de la fréquence fondamentale et de ses harmoniques, discutée au paragraphe suivant, on note des raies parasites à d'autres fréquences pour les deux excitations. Ainsi l'excitation définie à divergence nulle analytiquement est responsable du même comportement que l'excitation originale. On verra dans la suite que l'on s'intéresse uniquement à la réponse de la plaque à la BPF et ses harmoniques, qui ne semblent pas perturbées par ces ondes parasites à d'autres fréquences. Pour toute la suite de l'étude, on conservera donc l'excitation originale de l'équation (2.3).

Plusieurs tests ont par la suite été menés dans le but d'obtenir une excitation à divergence nulle de manière discrète mais aucun ne s'est révélé concluant. Comme conseillé par Tam [156], la meilleure solution pour limiter la création d'ondes acoustiques à l'entrée du domaine serait d'utiliser des conditions limites permettant d'imposer directement les dérivées partielles, comme par exemple la condition limite proposée par Hixon et Sescu [69] rendant à divergence nulle une excitation quelconque. Cela pourrait constituer un axe de développement intéressant pour le code *Turb'Flow*.



(a) Excitation originale, équation (2.3).

(b) Nouvelle excitation, équation (2.8).

Figure 2.6 Divergence de l'excitation calculée par *Turb'Flow* sur le plan d'entrée.

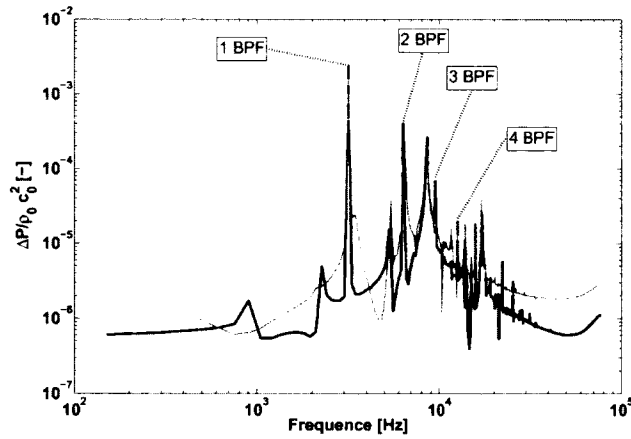
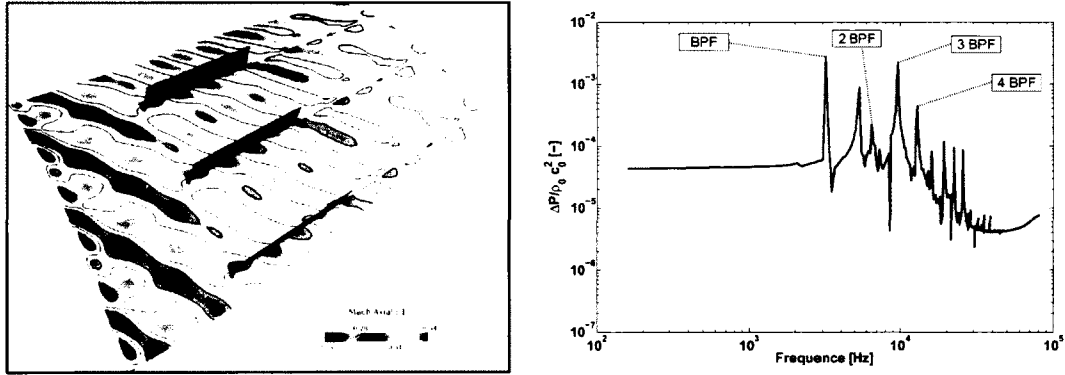


Figure 2.7 Comparaison des spectres de saut de pression à mi-envergure et mi-corde de la plaque pour deux excitations différentes. Noir : excitation originale. Rouge : excitation à divergence nulle analytiquement.



### 2.3.3 Analyse de l'écoulement instationnaire

Ce paragraphe présente les résultats des trois simulations URANS réalisées avec le solveur *Turb'Flow* (section 2.2), qui seront utilisées dans la section 3.4 concernant les effets technologiques sur la prédiction du bruit tonal d'interaction rotor-stator. La même excitation, définie au paragraphe 2.3.2 ci-dessus, est imposée à l'entrée du conduit pour les trois configurations. Une fois l'écoulement périodique atteint dans tout le domaine, des statistiques sont enregistrées. Les figures 2.8(a), 2.9(a) et 2.10(a) montrent le champ instantané du nombre de Mach axial au même instant pour trois canaux consécutifs, obtenu respectivement pour les plaques fines sans viscosité, avec viscosité du fluide, et pour les plaques épaisses avec viscosité. Le sillage du pseudo-rotor défilant en entrée est convecté par l'écoulement moyen, interagit avec le stator de plaques et se propage jusqu'en sortie du domaine de calcul.

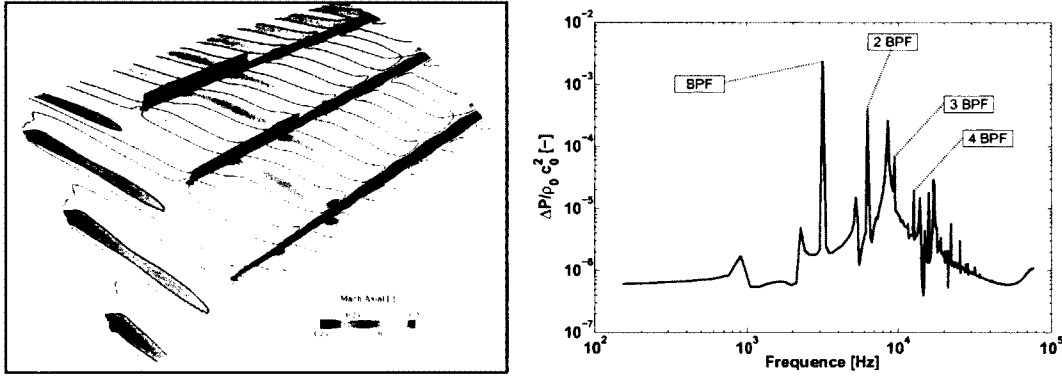


(a) Champ de Mach axial instantané à mi-envergure. (b) Amplitude de la transformée de Fourier du saut de pression à mi-envergure et mi-corde.

Figure 2.8 Résultats instationnaires pour la grille de plaques fines dans un écoulement non visqueux.

Dans la configuration de la figure 2.8(a), l'écoulement est non visqueux et une condition glissante est imposée sur la paroi de la plaque (simulation Euler). Par conséquent, aucune couche limite ne se forme sur la paroi et aucun sillage visqueux n'apparaît en aval de la plaque. La faible trace d'un sillage est due à la discontinuité du rayon de courbure entre la plaque plane et le bord de fuite circulaire créant une discontinuité du gradient de pression à cet endroit. La condition de vitesse nulle au bord de fuite est assurée par une augmentation de la pression statique dans cette région, ce qui sera mis en évidence dans la réponse de l'aube détaillée au paragraphe 3.4.1. L'interaction de l'excitation instationnaire avec la grille crée des fluctuations de pression sur la surface de la plaque. Dans chaque configuration, la pression pariétale est enregistrée sur chaque point de maillage de la plaque

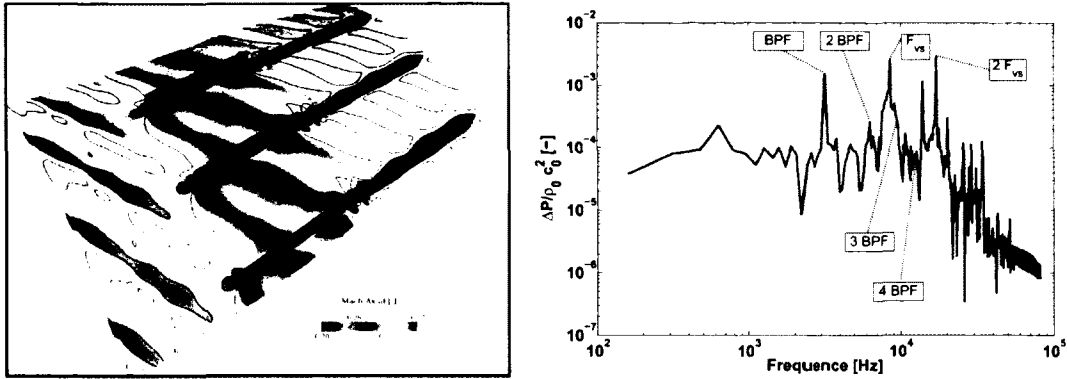
pendant 21 périodes de passage de pale, donnant une résolution de 150 Hz lorsqu'une transformée de Fourier est appliquée à ces signaux temporels. La figure 2.8(b) correspond au spectre du saut de pression à mi-envergure et mi-corde pour la simulation Euler. Des pics à la fréquence de passage de pale et de ses harmoniques apparaissent clairement et représentent la réponse de la plaque à l'excitation périodique imposée. De plus, d'autres pics non multiples de la BPF et d'amplitudes comparables aux harmoniques, par exemple entre 1 et 2 BPF, sont présents dans le spectre. Ceux-ci correspondent aux ondes parasites discutées au paragraphe précédent.



(a) Champ de Mach axial instantané à mi-envergure. (b) Amplitude de la transformée de Fourier du saut de pression à mi-envergure et mi-corde.

Figure 2.9 Résultats instationnaires pour la grille de plaques fines dans un écoulement visqueux.

La figure 2.9(a) correspond à la même géométrie que le cas de la figure 2.8(a) mais avec un fluide visqueux et la paroi de la plaque adhérente. A cause de cette condition de non-glissement, des couches limites se développent de chaque côté de la plaque jusqu'au bord de fuite où elles se rejoignent pour former un sillage visqueux. Comme l'épaisseur de la plaque est faible relativement à une aube réelle de stator, ce sillage reste fin jusqu'à la sortie du domaine. Même si les sillages du pseudo-rotor sont visibles en aval de la grille, leur interaction avec les sillages des plaques semble plutôt faible. Le spectre du saut de pression de la figure 2.9(b) montre des caractéristiques identiques au cas précédent : des pics localisés à la BPF et ses harmoniques ainsi que d'autres pics parasites, dont le principal se situe avant 3 BPF. Ces raies parasites ont des fréquences et des amplitudes différentes de celles obtenues dans la simulation Euler, montrant un effet de la viscosité sur les ondes parasites. Grâce à la résolution en fréquence disponible, la valeur du spectre à 3 BPF se détache clairement du pic parasite, ce qui confirme que la présence des ondes parasites dans le domaine n'influe pas sur la réponse de pale étudiée, dans la suite, seulement à la BPF et ses harmoniques.



(a) Champ de Mach axial instantané à mi-envergure. (b) Amplitude de la transformée de Fourier du saut de pression à mi-envergure et mi-corde.

Figure 2.10 Résultats instationnaires pour la grille de plaques épaisses dans un écoulement visqueux.

Dans la simulation relative à la figure 2.10, la plaque est 10 fois plus épaisse que dans les configurations précédentes (épaisseur moyenne de l'aube du compresseur CME2). Comme le montre la figure 2.10(a), l'épaisseur crée un effet potentiel en amont de la grille plus important. De plus, la vitesse est plus élevée dans le canal inter-plaques puisque la section de passage est rétrécie par rapport au cas des plaques fines. Enfin un détachement tourbillonnaire (VS pour *Vortex Shedding*) se développe en aval de la plaque, causé par l'épaisseur et la forme arrondie du bord de fuite. Le nombre de Strouhal relié à ce phénomène et basé sur l'épaisseur de la plaque  $e_{pl}$  et la vitesse hors couche limite  $V_0$  vaut  $St = e_{pl}F_{VS}/V_0 = 0.2$  ce qui donne la fréquence du détachement tourbillonnaire :  $F_{VS} = 8460$  Hz. Celle-ci se retrouve bien sur le spectre de la figure 2.10(b), où un pic élargi en fréquence correspondant au détachement tourbillonnaire est observé autour de 8500 Hz. Il est d'ailleurs remarquable que ce dernier ait un tel effet à mi-corde de la plaque alors que le phénomène est créé au bord de fuite. Par ailleurs, si les pics à 1 et 2 BPF se détachent bien du spectre, les harmoniques supérieures sont cachées par le détachement tourbillonnaire. On note également que le calcul capture la première harmonique de celui-ci. D'après cette analyse, on peut s'attendre à ce que la réponse de la plaque à 3 BPF soit fortement influencée par le détachement tourbillonnaire sur une grande partie de la corde. Il faut noter que ce phénomène est également présent dans le cas de la figure 2.9 mais sa fréquence propre étant 10 fois plus grande, la taille de maille ne permet pas de le capter.

---

## 2.4 Compresseur CME2

A la suite de la configuration académique ci-dessus représentant un étage rotor-stator simplifié, on s'intéresse maintenant à la simulation d'un étage de compresseur axial réaliste. Il s'agit du compresseur de recherche CME2 conçu par SNECMA en 1995 et ayant fait l'objet de nombreuses études expérimentales, par exemple par Faure *et al.* [42], Ouayahya [114] et Michon *et al.* [100], et aujourd'hui en fonctionnement au Laboratoire de Mécanique de Lille (LML). Par ailleurs, plusieurs simulations aérodynamiques RANS et URANS réalisées sur cette configuration sont disponibles dans la littérature [53, 55], ainsi que l'étude LES récente de Gourdain [54].

### 2.4.1 Configuration de l'étage

Comme le montre la figure 2.11, le CME2 est un étage de compresseur axial composé d'un rotor de 30 pales et d'un stator de 40 aubes. Cette géométrie est caractéristique d'un étage du compresseur basse pression d'un turboréacteur civil, représenté par exemple sur la figure 2. Ce compresseur est monté dans un conduit annulaire convergent, de longueur 426 mm dans la simulation. Le rayon en pied vaut  $R_H = 196.9$  mm à l'entrée et  $R_H = 214$  mm à la sortie du conduit. Le rayon de tête est constant sur toute la longueur du conduit et vaut  $R_T = 275$  mm. La paroi interne du conduit est divisée axialement en trois sections, la première et la dernière étant fixes dans le référentiel absolu et entourant la section mobile du rotor. Le rayon de pied à la fin de la section rotor est  $R_H = 212.1$  mm et le rapport de conduit  $R_H/R_T = 0.77$  à cette position. Au bord d'attaque du stator,  $R_H$  vaut 213.6 mm.

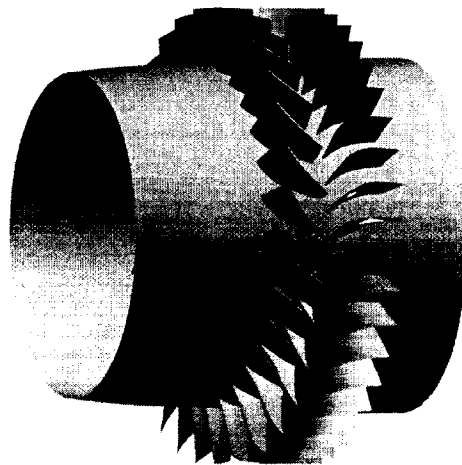


Figure 2.11 Compresseur de recherche CME2 (sans conduit externe).

Les principales dimensions des pales et des aubes sont regroupées dans le tableau 2.1. La solidité du stator  $\zeta_s = C_s/g_s$ , où  $g_s = 2\pi r/V$  est l'espacement inter-aubes, est supérieure

Tableau 2.1 Principales caractéristiques géométriques des aubages du compresseur CME2. Longueurs en [mm] et angles en [deg].  $\chi$  : angle de calage,  $\varphi$  : angle de cambrure,  $\alpha_{BA}$  et  $\alpha_{BF}$  : angles d'entrée et de sortie de l'aubage,  $\zeta$  : solidité,  $d/C_s$  : distance de non-recouvrement [%].

		Corde	Epaisseur	$\chi$	$\varphi$	$\alpha_{BA}$	$\alpha_{BF}$	$\zeta$	$d/C_s$
Rotor	Pied	84	7.9	33.5	41.5	54.3	12.8	1.9	24.5
	Mi-envergure	84	5.6	46	23	57	34	1.6	36.7
	Tête	84	2.8	54	20	64	44	1.4	46.6
Stator	Pied	77	6.2	17.5	46.5	40.8	-5.8	2.3	10.1
	Mi-envergure	77	6.2	15	41.5	35.9	-5.6	2	9.9
	Tête	77	6.2	12.5	36	30.5	-5.5	1.8	9.3

à un sur toute l'envergure, et la distance de non-recouvrement  $d$  vaut environ 10% de la corde. Le recouvrement des aubes est donc significatif justifiant la prise en compte de l'effet de grille dans l'étude acoustique. Le rapport d'aspect  $(R_T - R_H)/C$  des pales du rotor et des aubes du stator vaut respectivement 0.78 et 0.80 (avec  $C$  la corde correspondante). Le jeu entre la tête de pale du rotor et le carter extérieur vaut 0.5 mm soit 0.8% de la hauteur de pale. L'aube de stator est fixée au conduit en pied et tête (pas de jeu). Les sections de l'aube sont des profils cambrés d'épaisseur relative 8% et sont empilées sans effets de flèche ni de dévers. Un autre critère pertinent dans la problématique d'interaction de sillages concerne l'espace inter-roues mesuré entre le bord de fuite du rotor et le bord d'attaque du stator. Comme le montre le tableau 2.2, les roues sont relativement proches ; des effets potentiels significatifs sont donc attendus et sont étudiés au paragraphe 2.4.6.

Tableau 2.2 Espacement inter-roues du compresseur CME2.

Envergure	Espacement $e$ [mm]	$e/C_r$
Pied	13.1	0.17
Mi-envergure	19.6	0.25
Tête	22.7	0.29

Le rotor possède une vitesse de rotation nominale de  $\Omega_n = 6300 \text{ tr.min}^{-1}$  donnant un nombre de Mach périphérique en tête de pale de 0.58, et une fréquence de passage de pale de  $\text{BPF} = 3150 \text{ Hz}$ . Le nombre de Mach axial à l'entrée vaut environ 0.33 et le nombre de Mach relatif en amont de la tête de pale est 0.67. Par conséquent le compresseur opère dans un régime pleinement subsonique aux conditions nominales. A ce point de fonctionnement, le débit massique est  $Q_n = 11 \text{ kg.s}^{-1}$  et le rapport des pressions totales 1.14. Le nombre de Reynolds basé sur la corde de la pale est d'environ  $6 \times 10^5$ .

## 2.4.2 Données expérimentales et numériques existantes

Des données expérimentales et numériques sont disponibles dans la littérature sur la configuration CME2, permettant de valider la simulation présentée. Le compresseur CME2 a fait l'objet de campagnes d'essais au LEMFI (Laboratoire d'Energétique et de Fluides Interne, Université Curie, France). La figure 2.12 présente une vue en coupe du banc, sur lequel 4 montants (*struts*) sont positionnés en amont de l'étage mais non pris en compte dans la simulation. Faure *et al.* [42] ont réalisé des mesures LDA (*Laser Doppler Anemometry*) afin d'examiner l'écoulement instationnaire tri-dimensionnel à la fois au régime nominal et à la limite de stabilité proche du pompage, au moyen d'un anémomètre à quatre faisceaux permettant de mesurer deux composantes de la vitesse simultanément. De plus, comme le montre la figure 2.13, le système de mesure est monté sur un bras robotisé à six degrés de liberté, permettant deux mesures au même point avec différentes positions angulaires. Ainsi les trois composantes de la vitesse peuvent être mesurées. Faure *et al.* [42] fournissent les mesures de vitesse au point de fonctionnement nominal. Celles-ci correspondent à des profils tangentiels des vitesses radiales et relatives, moyennées dans le référentiel du rotor, à quatre positions axiales et cinq positions radiales dans un passage de pale de rotor. Au stator, les profils tangentiels des vitesses absolues et des angles d'écoulement sont moyennés dans le référentiel absolu et également disponibles à quatre positions axiales et cinq positions radiales.

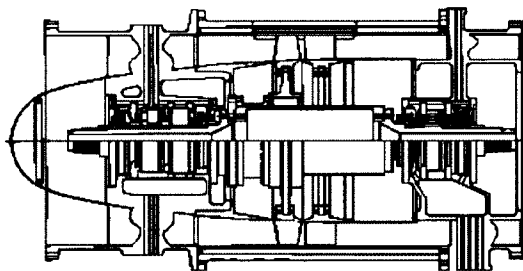


Figure 2.12 Vue en coupe du banc compresseur CME2, d'après [53].

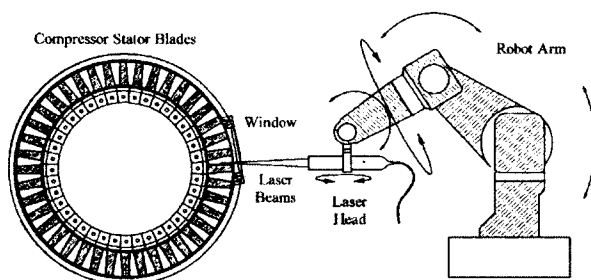


Figure 2.13 Schéma du système de mesures LDA monté sur un bras robotisé, d'après [42].

Le compresseur CME2 a été étudié numériquement par Gourdain [53] à la fois au régime nominal et proche de la limite de stabilité, à l'aide du solveur Navier-Sokes *elsA* (voir la référence [53] pour plus de détails sur ce code). Un calcul stationnaire RANS a été réalisé sur l'étage complet, en utilisant un plan de mélange entre les domaines rotor et stator. La grille est composée de  $31 \times 10^6$  points, soit  $3.1 \times 10^6$  points sur un dixième de la machine. La

---

distance moyenne à la paroi adimensionnée valant  $y^+ \approx 20$ , une loi de paroi est employée. Le modèle de turbulence à une équation de Spalart-Allmaras est utilisé ainsi que le schéma spatial centré de Jameson au deuxième ordre. Les résultats utilisés pour les comparaisons comprennent les profils radiaux du nombre de Mach axial et des angles de l'écoulement à l'interface rotor-stator moyennés dans la direction azimutale, ainsi que les distributions moyennes des coefficients de pression autour des profils.

### 2.4.3 Mise en place du calcul

#### Maillage

La simulation *Turb'Flow* est réalisée sur un maillage multi-blocs structuré d'environ  $3.9 \times 10^6$  points répartis en 47 blocs. Le domaine de calcul s'étend de 2.2 cordes de pale en amont du bord d'attaque du rotor à 1.5 cordes d'aube en aval du bord de fuite du stator. Le conduit est séparé par l'interface rotor-stator, un plan à abscisse axiale constante positionné 8% de corde en amont du bord d'attaque des aubes. Sur cette surface, correspondant au plan transparent de la figure 2.14, les points de maillage sont répartis régulièrement dans la direction azimutale et les domaines de part et d'autre de l'interface sont colocalisés dans la direction radiale. Etant donné le nombre de pales et d'aubes du compresseur, la simulation d'un dixième de la machine permet de représenter fidèlement l'écoulement réel (aucune technique de chorochronicité n'est utilisée). C'est pourquoi le domaine de calcul comprend 3 passages de pales et 4 passages d'aubes.

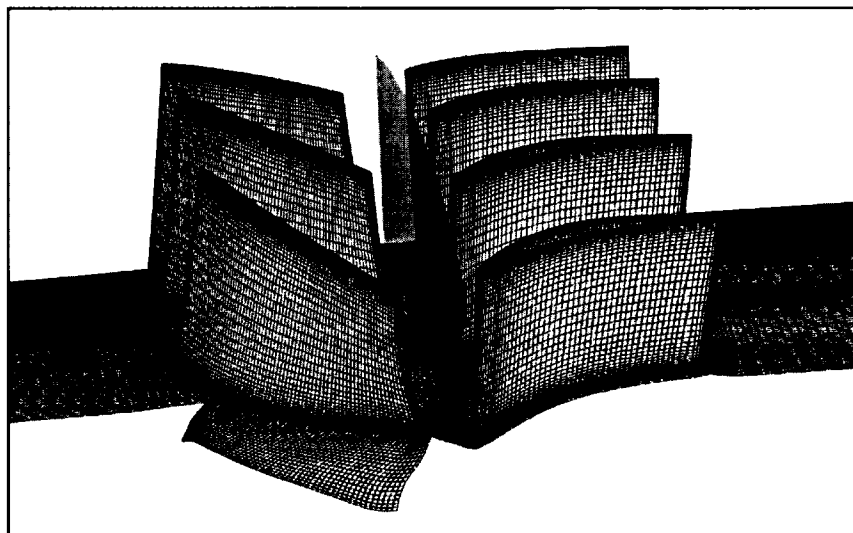


Figure 2.14 Maillage RANS du compresseur CME2 sur les pales et la paroi du moyeu. Le plan en transparence correspond à l'interface rotor-stator.

Le maillage proche des parois des pales et du conduit est raffiné afin de capturer les couches limites sans loi de paroi. La distance à la paroi adimensionnée  $y^+$  est comprise entre 1 et 5 sur la plus grande partie des surfaces des pales et des aubes, avec un maximum de 8 dans les régions des bords d'attaque. Comme cela a été montré par de Laborderie *et al.* [33] sur une configuration de profil à un nombre de Reynolds similaire, ces valeurs de  $y^+$  permettent effectivement un calcul précis des couches limites et une répartition de pression pariétale en excellent accord avec les mesures réalisées à l'ECL [103, 104]. Le jeu en tête de pale du rotor nécessite aussi un raffinement de maillage afin de capter correctement l'écoulement fortement 3D dans cette région et est discrétisé avec 11 points dans la direction radiale. De plus, afin d'assurer de faibles dissipation et dispersion lors de la convection du sillage du rotor, la densité du maillage dans les passages d'aubages ainsi que dans l'espace inter-roues présente approximativement 20 points par longueur d'onde aérodynamique à la fréquence maximale étudiée (3 BPF), comme cela est conseillé par Wilson et Coupland [173] pour un schéma de discrétisation spatiale du deuxième ordre. Un maillage moins raffiné a montré que l'écoulement était indépendant de la grille, notamment concernant les sillages du rotor. Tous les résultats présentés dans la suite proviennent du maillage de la figure 2.14.

### Paramètres numériques

Les cinq variables conservatives ( $\rho, \rho V_x, \rho V_y, \rho V_z, \rho E$ ) sont discrétisées spatialement via un schéma centré du deuxième ordre modifié pour prendre en compte les rapports de tailles de mailles [153]. Tout schéma centré nécessite une dissipation numérique pour garantir la stabilité du calcul; celle-ci est imposée à 0 au deuxième ordre et 0.15 au quatrième ordre. Le modèle de turbulence  $k - \omega$  de Kok couplé à un limiteur de production d'énergie cinétique turbulente est utilisé. Les variables turbulentes sont discrétisées avec un schéma décentré amont du premier ordre. Dans la simulation instationnaire, l'avance en temps est réalisée avec un schéma Runge-Kutta explicite du deuxième ordre avec 5 sous-pas. Le pas de temps, imposé constant dans tout le domaine, vaut  $\Delta t = 1.587 \times 10^{-8}$  s, correspondant à une valeur de CFL=2.26 pour la plus petite taille de maille, située dans le jeu du rotor. Cette valeur est légèrement inférieure au seuil théorique maximal de  $2\sqrt{2}$  à respecter pour satisfaire les critères de stabilité en utilisant 5 sous-pas de temps. Ainsi, il faut 60000 itérations pour que les 3 pales du rotor défilent entièrement devant les 4 aubes du stator. La condition limite à l'entrée du domaine consiste en une entrée subsonique pour laquelle les trois composantes de la vitesse et la densité sont imposées. L'écoulement est imposé purement axial et les profils de couche limite sont identiques à ceux utilisés par Gourdain [53]. Un taux de turbulence de 5% est appliqué uniformément dans tout le champ initial. A la sortie, une pression statique moyenne est imposée sur une frontière libre, couplée



---

à l'équation d'équilibre radial. Des conditions de périodicité sont imposées sur les faces latérales du domaine, permettant de considérer la machine complète. Les parois des pales et du conduit sont fixées comme adhérente et adiabatiques. Ainsi contrairement aux calculs de la section 2.3, les couches limites sont ici calculées sur les surfaces internes du conduit. Le contact entre les blocs tournant et fixe est réalisé avec une condition glissante. L'écoulement est transféré à travers l'interface rotor-stator via une décomposition et recombinaison en série de Fourier dans la direction azimutale. A partir du champ initial, il a fallu 600000 itérations, ou une rotation complète du rotor, pour que le champ aérodynamique soit établi de manière périodique dans tout le domaine. Tous les résultats présentés dans la suite sont donc obtenus pendant la deuxième rotation du rotor.

#### 2.4.4 Analyse de l'écoulement instantané

Avant d'effectuer la validation du calcul par comparaisons avec des données de la littérature, il est nécessaire d'entreprendre une analyse de l'écoulement. Celle-ci facilitera en effet les explications à apporter sur l'étude comparative du paragraphe suivant. Des champs instantanés du nombre de Mach axial dans le plan aube à aube sont présentés sur la figure 2.15 à plusieurs positions radiales. La topologie de l'écoulement autour des pales de rotor est similaire sur toute l'envergure. La couche limite sur l'extrados semble assez épaisse, surtout sur la moitié avale de la pale. Cette couche limite est plus épaisse vers le pied de pale, ce qui est consistant avec l'évolution radiale de la cambrure : celle-ci étant maximale en pied favorise l'accroissement de la couche limite. Concernant le stator, l'écoulement présente une plus grande variation radiale puisqu'à mi-envergure et au-dessus, les couches limites sont attachées alors qu'à 10% d'envergure une large séparation de l'écoulement apparaît. Cette séparation s'étend jusqu'à 25% de l'envergure à partir du pied de l'aube, et a déjà été observée par Gourdain [53] avec le solveur *elsA* et un modèle de turbulence différent pour le même point de fonctionnement. De nouveau ce comportement est consistant avec la géométrie de l'aube sur laquelle la cambrure est maximale en pied. Cette séparation entraîne une réduction de la section de passage forçant ainsi le fluide à accélérer, particulièrement dans la partie inférieure de l'envergure. L'interaction des sillages de rotor avec les aubes du stator est clairement visible sur la figure 2.15, illustrant le découpage des sillages par le stator qui sont ensuite convectés par l'écoulement moyen. Près du pied de pale, les sillages semblent se dissiper rapidement, ce qui est probablement causé par l'accélération due à la séparation. A mi-envergure, les sillages tendent à se diriger vers l'intrados des aubes du stator ce qui épaissit temporairement la couche limite. En aval du bord de fuite du stator, l'interaction entre les sillages de rotor et de stator est faible.



(a) A 90% de l'envergure.



(b) A 50% de l'envergure.



(c) A 10% de l'envergure.

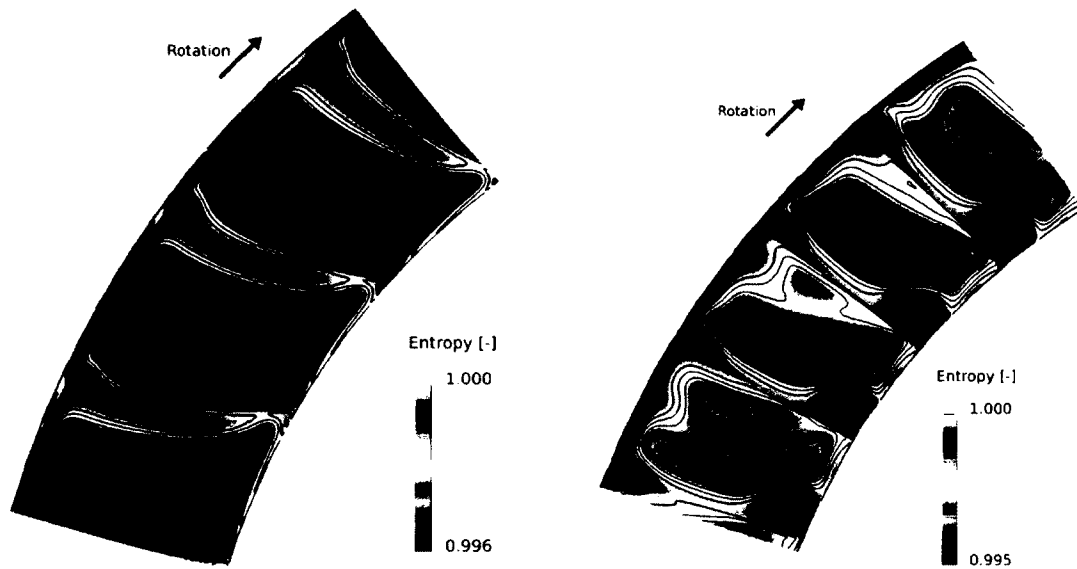
Figure 2.15 Champs instantanés du nombre de Mach axial dans le plan aube à aube, pour 10%, 50% et 90% de l'envergure.

---

Cependant, près de la tête de pale, les sillages du stator oscillent et tendent à s'épaissir, montrant une interaction plus forte avec l'écoulement venant du rotor. Comme cela sera confirmé plus loin, cette caractéristique est principalement due au tourbillon de jeu du rotor.

Des iso-contours de l'entropie adimensionnée dans les plans de sortie du rotor et du stator sont présentés sur la figure 2.16 pour le même instant que la figure 2.15 précédente. Cette variable permet de mettre en évidence les pertes dans l'écoulement. A la sortie du rotor, sur la figure 2.16(a), les traces des sillages sont clairement visibles et montrent un élargissement de ceux-ci du pied vers la tête. Les sillages sont inclinés selon l'angle de sortie des pales de rotor, et semblent assez épais confirmant l'observation précédente de la figure 2.15. Les couches limites sur les parois du conduit représentent également une zone de pertes, et celle sur la paroi supérieure est plus épaisse que sur la paroi en pied. Cela s'explique en partie par la présence du tourbillon de jeu créé en tête de pale du rotor, qui se distingue nettement dans la zone d'entropie maximale près de la paroi supérieure du conduit et qui tend à épaissir la couche limite. Aucune différence n'est réellement visible entre les trois passages de pales indiquant que le tourbillon de jeu n'est pas influencé par le stator en aval, du moins dans son comportement radial. Dans le plan de sortie du stator de la figure 2.16(b), le décollement sur l'extrados de l'aube de stator vu précédemment se caractérise par une région de pertes élevées. Sur cette cartographie, les sillages du stator semblent relativement fins mais cela est simplement une conséquence de l'échelle de couleur employée saturée par la séparation de l'écoulement. Ces derniers tendent également à s'élargir du pied vers la tête. Les sillages de rotor correspondent à des zones d'entropie moyenne au milieu du canal inter-aubes. La jonction des sillages du rotor avec la couche limite intrados du stator est également visible, puisque le niveau d'entropie augmente lorsque le sillage se déplace vers l'aube (deuxième et troisième passage à partir du bas). La zone d'entropie maximale proche de la paroi supérieure est plus grande en sortie de stator, où elle représente 10% de l'envergure, qu'en sortie de rotor, montrant que le tourbillon de jeu s'est élargi pendant sa convection et son interaction avec le stator. Cela confirme par ailleurs les observations réalisées sur la figure 2.15 puisque l'interaction entre les sillages de rotor et de stator à 90% de l'envergure est effectivement plus forte à cause du tourbillon de jeu encore présent à cette hauteur de veine.

La figure 2.17 montre des iso-surfaces du critère  $Q$ , toujours au même instant physique que les deux figures précédentes, colorées par l'amplitude de la vorticité. Le critère  $Q$ , basé sur le deuxième invariant du tenseur des gradients de vitesses, permet de repérer les tourbillons présents dans l'écoulement de manière plus fiable que la vorticité [74]. Dans

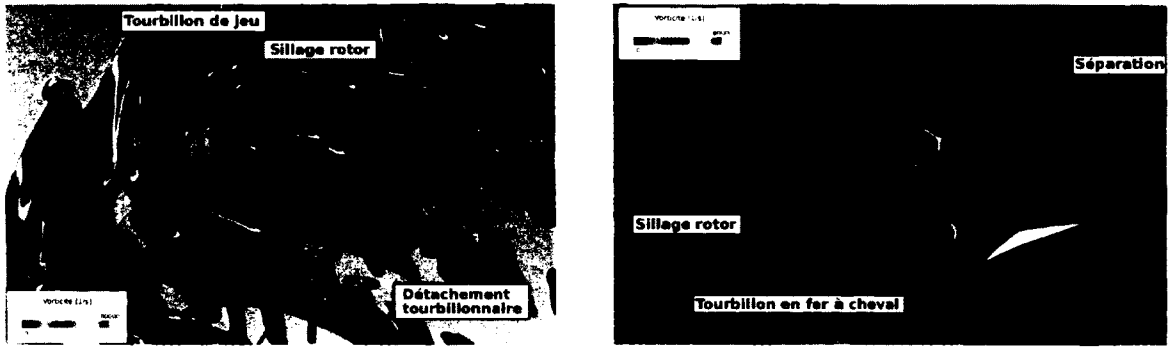


(a) Plan de sortie du rotor, 6%  $C_r$  en aval du bord de fuite.

(b) Plan de sortie du stator, 6%  $C_s$  en aval du bord de fuite.

Figure 2.16 Champs d'entropie en sortie du rotor et du stator, adimensionnés par la valeur maximale locale.

la figure 2.17(a), le compresseur est vu depuis l'aval, et seules les structures de la moitié supérieure de la veine sont représentées. La petite surface circulaire liant les bords de fuite du stator est seulement une erreur numérique causée par le calcul du critère  $Q$  sur un maillage structuré multi-blocs. Le tourbillon de jeu se développant au dessus de la tête de pale du rotor se distingue nettement, ainsi que des tubes de vorticité convectés dans les passages d'aubes de stator et présents seulement près de la paroi supérieure du conduit, correspondant donc au tourbillon de jeu découpé par le stator. Ce dernier ne semble pas diminuer en intensité sur l'extrados des aubes, contrairement au sillage visqueux du rotor tendant à être poussé vers l'intrados du passage. D'un point de vue acoustique, cela implique que les chargements de pression instationnaires des deux côtés de l'aube varient significativement avec le rayon et par conséquent modifient la génération du bruit. Sur la figure 2.17(b), où seulement les structures présentes dans la moitié inférieure de la veine sont représentées, un tourbillon en fer à cheval se développe près du coin formé par la paroi intérieure du conduit et l'intrados de l'aube du stator. Cette structure a une hauteur inférieure à 3% de l'envergure et ne semble pas être influencée par l'interaction avec le sillage du rotor. Ce tourbillon n'est pas visible sur la cartographie d'entropie de la figure 2.16(b) puisqu'il est caché par la séparation de l'écoulement.



(a) Moitié supérieure de la veine, vue depuis l'aval,  $Q = 2.2 \times 10^6 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ .

(b) Moitié inférieure de la veine, vue depuis l'amont,  $Q = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ .

Figure 2.17 Structures de vorticité, repérées par des iso-surfaces du critère  $Q$  et colorées par l'amplitude de la vorticité.

## 2.4.5 Validation de la simulation

### Performances globales

Comme indiqué au paragraphe 2.4.1, le débit massique et le rapport total de pression sont respectivement de  $Q_n = 11 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$  et 1.14 aux conditions nominales pour  $\Omega_n = 6300 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$ . Sur la figure 2.18, le point de fonctionnement nominal correspondant simulé avec *Turb'Flow* (croix noire) est comparé aux courbes caractéristiques de la machine. La courbe numérique (trait plein) représente l'étude de Gourdain [53]. Les données expérimentales viennent des campagnes de mesures du LEMFI présentées au paragraphe 2.4.2, au cours desquelles deux courbes ont été obtenues pour différentes vitesses de rotation. De plus, un autre point de fonctionnement a été calculé avec *Turb'Flow* (croix grise)   une vitesse de rotation légèrement plus élevée et   un débit plus faible afin de réaliser l'étude comparative avec les données LDA obtenues pour ces conditions d'opérations spécifiques. Au débit nominal, le rapport de compression fourni par la présente simulation (1.116) est légèrement plus faible que celui de l'étude numérique (1.125), et tous deux sont plus bas que la valeur expérimentale. Outre les incertitudes expérimentales, la sous-prédiction des simulations RANS et URANS par rapport à la valeur mesurée s'explique principalement par les pertes dues à la séparation de l'écoulement sur l'extrados de l'aube proche du moyeu observée sur les figures 2.15, 2.16(b) et 2.17(b). En effet, comme mis en évidence dans la figure 2.23, cette séparation n'apparaît pas sur le banc d'essai. Cette différence de topologie est probablement causée par les deux modèles de turbulence utilisés dans les simulations, ou par le montage expérimental dans lequel une fuite existe entre les moyeux rotatifs et fixes tendant à diminuer l'épaisseur de la couche limite en amont du stator. Concernant la simulation *Turb'Flow*, une estimation des pertes cr  es par la séparation de l'écoulement fournit une

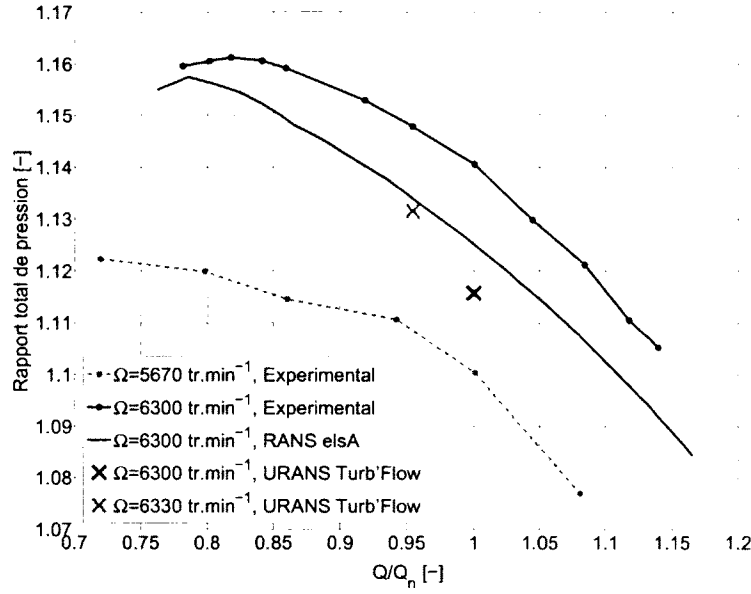


Figure 2.18 Courbes de performances du compresseur CM2 et points de fonctionnement des calculs *Turb'Flow*. Les courbes numériques et expérimentales sont tirées de la référence [53].

valeur de 0.01 sur le rapport total de pression, permettant en effet de rapprocher les points numériques de la courbe expérimentale. La différence relative de 8% entre les simulations stationnaire *elsA* et instationnaire *Turb'Flow* s'explique par leurs paramètres numériques. En effet, comme précisé au paragraphe 2.4.2, le calcul *elsA* utilisant une loi de paroi possède des valeurs de  $y^+$  sur les aubages plus élevées, et prédit donc moins de pertes que la simulation *Turb'Flow*, celle-ci capturant les couches limites en résolvant les équations de Navier-Stokes jusqu'à la paroi.

### Profils radiaux moyens

L'évolution radiale de valeurs moyennées azimuthalement, comme le nombre de Mach axial et l'angle absolu de l'écoulement, est fournie par Gourdain [53] sur le plan d'interface rotor-stator. Cependant, ces données correspondent à un point de fonctionnement différent du régime nominal, soit à 95%  $Q_n$  et 6300 tr.min<sup>-1</sup>. Celles-ci sont donc corrigées, en utilisant le rapport des débits, pour la comparaison avec les résultats *Turb'Flow* présentée sur la figure 2.19. Cette méthode suppose que la densité et la topologie de l'écoulement ne varient pas entre les deux points de fonctionnement, hypothèse apparaissant raisonnable à la vue de l'écart entre les débits (4.8%). Sur la figure 2.19(a), le nombre de Mach axial est relativement uniforme radialement dans la section de passage principale de l'écoulement (10% à 85% de l'envergure). A cette position axiale, les résultats numériques *Turb'Flow*

et *elsA* concordent de manière très satisfaisante avec les résultats expérimentaux. Comme les données de la littérature ne sont pas fournies sur toute l'envergure, les couches limites sur les parois du conduit sont seulement visibles sur les valeurs de la présente simulation. Les forts gradients de vitesse aux parois sont typiques de ceux de couches limites turbulentes développées. Le blocage créé par ces couches limites réduit la section de passage du fluide et est plus grand en tête qu'en pied. Comme discuté au paragraphe précédent 2.4.4, l'épaississement de la couche limite en tête est causé par le tourbillon de jeu du rotor créant une zone d'écoulement à faible énergie. Au moyen, la simulation *Turb'Flow* prédit des pertes plus grandes que le cas *elsA*, ce qui corrobore l'analyse des performances globales ci-dessus.

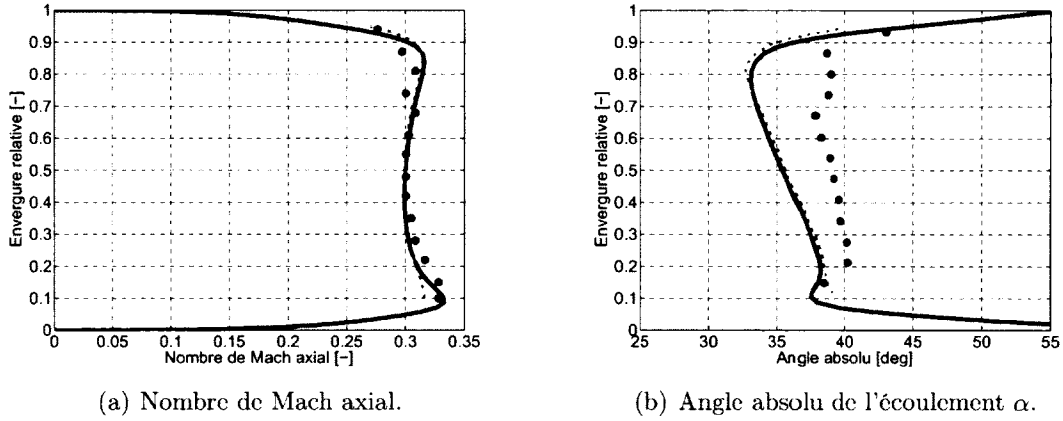


Figure 2.19 Comparaisons des profils radiaux du nombre de Mach axial et de l'angle absolu de l'écoulement moyennés dans la direction azimutale, sur le plan d'interface rotor-stator. Ligne pleine noire : calcul *Turb'Flow*. Ligne pointillée rouge : données du calcul *elsA* [53], points : données expérimentales [53], recalées au débit nominal.

La figure 2.19(b) présente l'évolution de l'angle absolu de l'écoulement selon la direction radiale. De nouveau les simulations *elsA* et *Turb'Flow* donnent des résultats similaires. Ceux-ci sous-estiment les données expérimentales avec un maximum de  $7^\circ$  à 80% de l'envergure. Les discontinuités visibles à cette position sur les deux courbes expérimentales sont probablement causées par les montants et les obstructions amonts présents sur la figure 2.12 et non pris en compte dans les simulations. D'après la figure 2.19(b), les calculs tendent à sur-estimer l'angle relatif de l'écoulement, ce qui implique que les couches limites calculées sur les pales du rotor sont plus épaisses que dans la machine expérimentale. Cet tendance avait déjà été soulignée sur les figures 2.15 et 2.16. L'augmentation de l'angle absolu d'environ  $20^\circ$  proche des parois est causé par les couches limites. En effet, la vitesse axiale chute en s'approchant de la paroi (figure 2.19(a)), d'où une augmentation de l'angle absolu puisque la vitesse angulaire du rotor est uniforme.

## Distribution moyenne de pression sur les aubages

La figure 2.20 compare l'opposé du coefficient de pression  $C_p = (P - P_{t,0})/(0.5\rho_0 c_0^2)$ , à mi-envergure des aubages, obtenu par moyennage sur trois passages de pales du calcul *Turb'Flow* au résultat du calcul stationnaire *elsA* [53].  $P_{t,0}$ ,  $\rho_0$  et  $c_0$  sont respectivement la pression totale, la masse volumique et la vitesse du son moyennes en entrée de veine, et  $P$  est la pression statique locale sur la pale. Sur l'intrados de la pale du rotor (courbes inférieures de la figure 2.20(a)), la distribution de pression est relativement plate, montrant un léger gradient pression adverse. Sur 13% de l'extrados à partir du bord d'attaque, le gradient de pression est fort et dans la direction de l'écoulement, correspondant à une accélération marquée du fluide. Sur le reste du profil, la vitesse doit diminuer ce qui entraîne un gradient de pression adverse relativement important, mais sans décollement visible (pas de plateau). La comparaison en terme de formes est très satisfaisante ; par exemple les deux calculs prédisent une bosse à 10% de la corde sur l'intrados. Contrairement aux résultats *elsA*, le calcul *Turb'Flow* prédit un croisement des courbes (déviations négative) dans la région du bord d'attaque à 2.5% de la corde, signifiant que la pale est en légère sous-incidence, impliquant un décalage de la position et de la valeur du minimum de pression sur l'intrados. Comme vu au paragraphe précédent, cela est causé par le débit légèrement plus faible du calcul *elsA* par rapport à la configuration *Turb'Flow*, entraînant cette différence d'incidence, et donc une plus forte accélération côté extrados dans le calcul *elsA*.

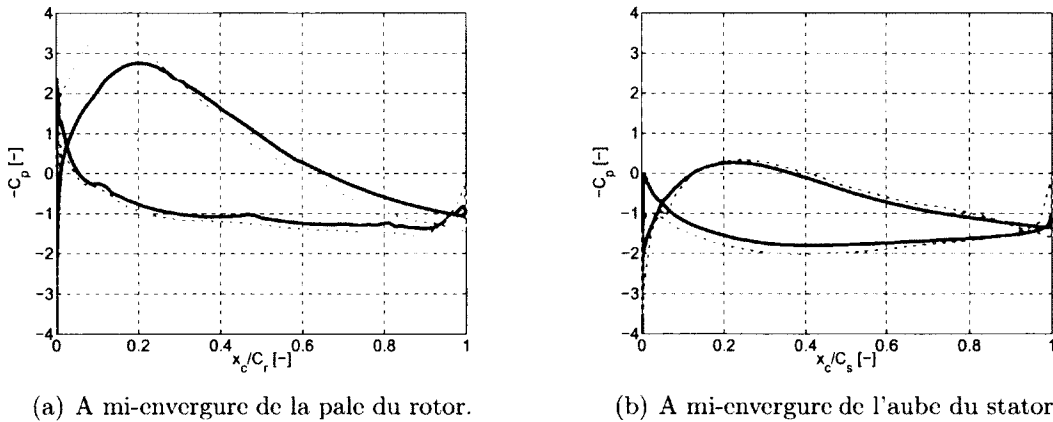


Figure 2.20 Comparaisons des distributions de coefficients de pression  $C_p$  autour des profils de pale et d'aube à mi-envergure. Ligne pleine noire : calcul *Turb'Flow* au régime nominal  $Q_n$ . Ligne pointillée rouge : données du calcul *elsA* à 95%  $Q_n$ .

La comparaison du coefficient de pression à mi-envergure de l'aube du stator, figure 2.20(b), est très bonne sur la plus grande partie de la corde. Les deux calculs montrent une aube



en sous-incidence, de manière plus marquée dans le calcul *Turb'Flow*, ce qui s'explique de nouveau par l'écart de débit. Cette différence d'incidence serait visible sur la figure 2.19(b) si les courbes sur celle-ci n'avaient pas été recalées au même débit. Enfin il est intéressant de noter que le travail fourni par la pale de rotor est plus fort que celui de l'aube de stator puisque ce dernier ne transmet pas d'énergie au fluide via sa vitesse de rotation nulle mais transforme seulement une partie de l'énergie cinétique en augmentation de pression statique (diffusion).

### Profils azimutaux moyens

Les données expérimentales disponibles, provenant de mesures LDA (voir paragraphe 2.4.2), consistent en des profils azimutaux de vitesse. Pendant la campagne d'essais, 32 positions axiales entre l'entrée du rotor et la sortie du stator ont été étudiées. Quatre plans, indiqués sur la figure 2.21, sont retenus pour la comparaison avec les résultats *Turb'Flow*. Les mesures ont été réalisées sur chaque plan à cinq positions radiales, de 22% à 90% de l'envergure. Les résultats de la simulation sont extraits aux mêmes positions, et comme les mesures, sont moyennés en temps dans le repère tournant pour les deux plans autour du rotor, et dans le repère fixe pour ceux autour du stator. Les données LDA présentées sur les figures 2.22 et 2.23 ont été obtenues pour des conditions de fonctionnement différentes du régime identifié comme le point nominal au début de ce paragraphe. Par conséquent, une autre simulation instationnaire *Turb'Flow* a été réalisée afin de correspondre aux conditions expérimentales avec  $\Omega = 6330 \text{ tr.min}^{-1}$  et  $Q = 10.5 \text{ kg.s}^{-1}$ . Celle-ci est représentée par la croix grise sur la figure 2.18 et donne les résultats sous forme de lignes rouges sur les figures 2.22 et 2.23. Les lignes noires correspondant au régime nominal sont aussi tracées sur ces figures car il est intéressant d'observer l'évolution des profils azimutaux avec le point de fonctionnement.

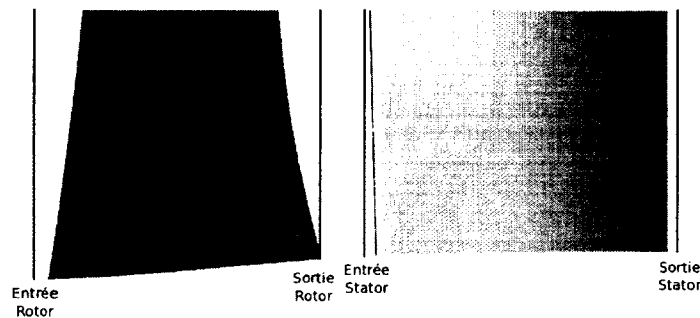


Figure 2.21 Position des plans de mesures dans l'étage de compresseur pour les comparaisons.

L'écoulement est tout d'abord comparé autour du rotor, où les vitesses relative  $W$  et radiale  $V_r$  ont été mesurées sur le plan d'entrée, ainsi que les vitesses absolue  $V$  et radiale sur le plan de sortie. La distribution tangentielle de ces grandeurs à 22%, 35%, 56%, et 90% de l'envergure est présentée sur la figure 2.22. Sur chaque graphe, l'angle azimutal  $\theta$  couvre quasiment deux passages de pales dans la direction opposée de la rotation (1 passage de pale =  $12^\circ$ ). Cela signifie qu'une augmentation de  $\theta$  revient à parcourir le canal de pales de l'extrados d'une pale à l'intrados de la suivante. Dans le plan d'entrée, l'accord entre les vitesses relatives expérimentale et numérique est très satisfaisant au même point de fonctionnement, puisque la différence relative est inférieure à 3% sauf près du moyeu. La forme ondulée de la vitesse à tous les rayons est créée par l'effet potentiel de la pale. L'amplitude de ces oscillations diminue en allant vers le haut du conduit, ce qui s'explique par la distance entre le plan de mesure et le bord d'attaque de la pale qui augmente avec le rayon (figure 2.21). La simulation est donc capable de prédire correctement cet effet potentiel. Concernant la vitesse radiale, les comparaisons sont également acceptables sauf à 22% et à 90% de l'envergure. Sur toute la section, la valeur de la composante radiale de la vitesse est très faible comparée à la vitesse relative. A 22% de l'envergure, la distribution numérique est beaucoup plus lisse que celle expérimentale. Selon Faure *et al.* [42], les mesures à cette position radiale possèdent de fortes incertitudes et sont perturbées par un faible ensemencement de l'écoulement et par la réflexion des rayons lumineux sur les parois. C'est pourquoi aucune donnée expérimentale n'est fournie en dessous de 22% de l'envergure, et les mesures ne sont pas considérées fiables à 22%. A 90% de l'envergure, la différence est due au tourbillon de jeu ou à une réflexion de la lumière sur les parois. A cette position axiale, le point de fonctionnement n'a quasiment aucune influence sur la vitesse radiale.

A la sortie du rotor, les simulations *Turb'Flow* tendent à sur-prédire légèrement la vitesse absolue près du moyeu et à la sous-prédire en tête. La plus grande différence est de nouveau observée à 90% de l'envergure, alors que les distributions à 35%, 56% et 70% sont en très bon accord. Cela est probablement relié à d'éventuelles erreurs de mesures près des parois. De plus, même si les niveaux moyens diffèrent légèrement, il est intéressant de constater que la simulation prédit correctement l'amplitude et la largeur des sillages du rotor (excepté pour 90%) proche de  $\theta = 20^\circ$ . La dynamique du sillage est donc bien captée par le calcul numérique. Cela est confirmé par les distributions de vitesse radiale en bon accord avec les mesures, y compris dans le sillage du rotor. Ce dernier présente une composante radiale non négligeable confirmant le caractère tri-dimensionnel d'un sillage. La différence de forme constatée à 70% peut provenir d'une incertitude de mesure ou des montants à l'amont créant un écoulement non uniforme en entrée et non pris en compte dans les simulations.

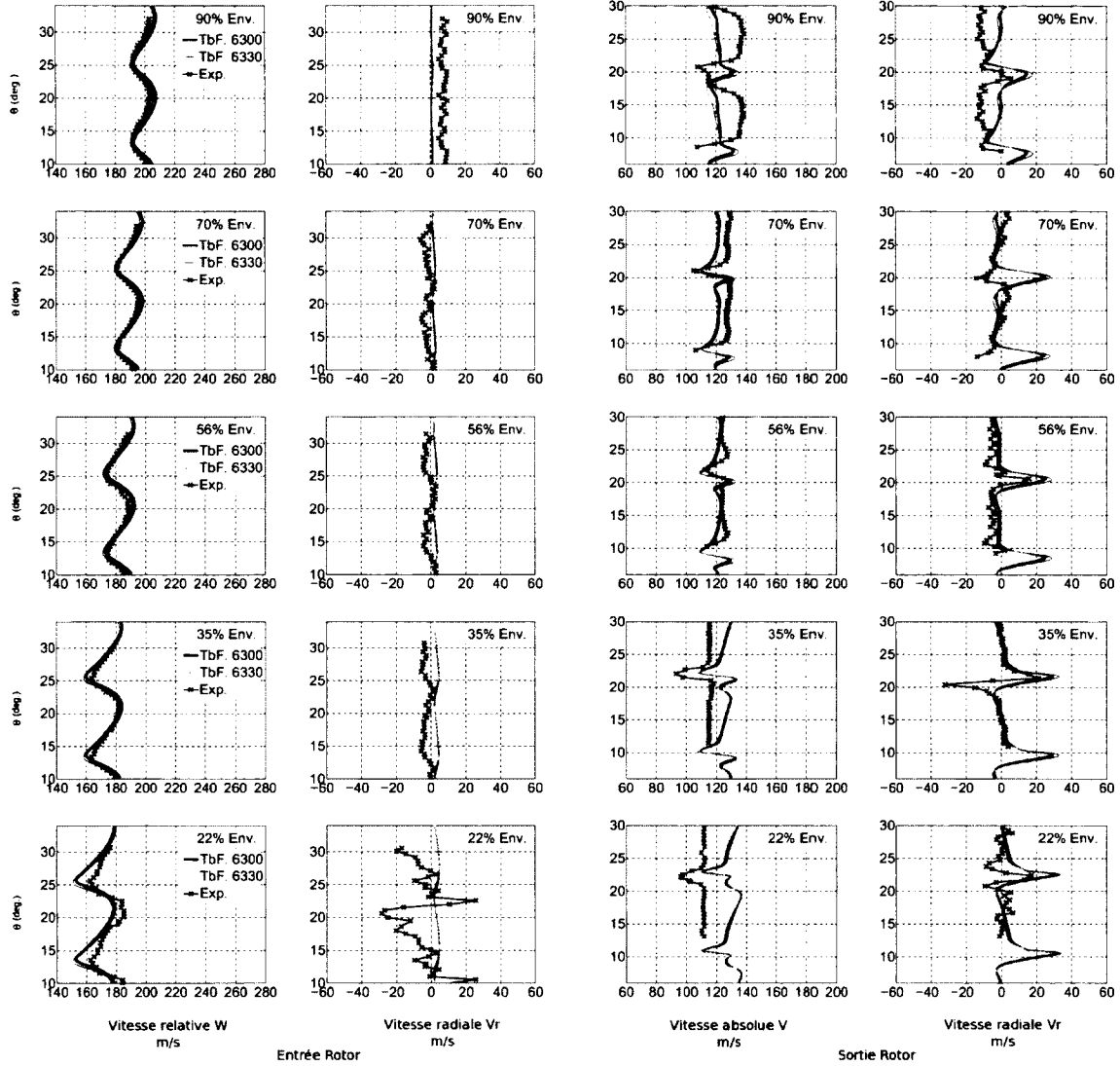


Figure 2.22 Profils azimutaux des vitesses relatives, radiales et absolues, moyennées dans le repère tournant, sur deux plans en amont et en aval du rotor, à cinq positions radiales. La figure 2.21 montre la position des plans. Ligne rouge : simulation *Turb'Flow* aux conditions expérimentales. Ligne noire : simulation *Turb'Flow* au régime nominal. Croix : données expérimentales de Faure *et al.* [42].

Une analyse comparative similaire est menée sur les plans d'entrée et de sortie du stator sur lesquels la vitesse absolue  $V$  et l'angle absolu de l'écoulement  $\alpha$  sont disponibles. Leurs distributions tangentielles selon l'envergure sont présentées sur la figure 2.23, sur laquelle la largeur du canal inter-aubes vaut  $9^\circ$ . Sur cette figure, les sillages du rotor sont absents puisque le champ aérodynamique est moyenné dans le repère fixe du stator. Concernant la vitesse absolue sur le plan d'entrée, la simulation prédit correctement l'effet potentiel

de l'aube du stator, la forme des courbes montrant un bon accord avec les données LDA. Les deux vitesses numériques sont proches et plus faibles que les mesures. L'écart entre les courbes rouges et les données expérimentales est dû aux angles absolus simulés de la deuxième colonne de la figure 2.23. Il est intéressant de remarquer les effets du point de fonctionnement sur l'angle absolu de l'écoulement puisque la courbe rouge est effectivement plus proche des valeurs expérimentales que les résultats au régime nominal. Ces effets sont moins visibles sur les comparaisons de vitesses puisque la plus grande valeur nominale du débit tend à compenser les plus faibles angles absolus à ce point de fonctionnement.

Dans le plan de sortie du stator, les simulations sur-prédisent fortement la vitesse absolue hors sillage et le déficit de vitesse dans le sillage. La différence entre les deux courbes numériques en dehors du sillage du stator est due à leurs débits respectifs<sup>3</sup>. La sur-prédiction globale s'explique par la topologie de l'écoulement analysée au paragraphe 2.4.4. En effet, les calculs numériques présentent une séparation massive de l'écoulement à 10% de l'envergure sur l'extrados de l'aube créant un sillage relativement large (figure 2.15). Cette séparation est présente dans la partie inférieure du conduit et couvre quasiment un tiers de la largeur du canal d'aubes. Cependant cette séparation ne semble pas exister dans la machine réelle, comme le montrent les sillages de stator relativement fins dans la figure 2.23. On peut donc supposer que la réduction de la section de passage dans la simulation due à la séparation de l'écoulement conduit à cette vitesse absolue plus élevée dans ce plan. Les figures à 22% de l'envergure indiquent une séparation plus grande pour la simulation à débit plus faible car le sillage de l'aube est plus large à ce point. La différence de vitesse diminue en allant vers la paroi supérieure du conduit, ce qui confirme que l'accélération du fluide est bien causée par la séparation dans la partie inférieure du conduit. Comme discuté au début de ce paragraphe, la présence ou l'absence de la séparation massive est attribuée aux modèles de turbulence utilisés dans les simulations *Turb'Flow* et *elsA*, et à une configuration expérimentale différente de la simulation. En effet, sur le banc d'essai, une fuite existe à travers le jeu entre les moyeux fixe et mobile ce qui modifie l'écoulement en amont du stator. Le débit de fuite est inconnu et par conséquent non pris en compte dans la simulation. Cette hypothèse devrait être vérifiée via de nouvelles mesures dans l'espace inter-roues près du moyeu. Il est intéressant de noter que la même problématique a été rencontrée dans le cas du rotor transsonique NASA 37 [64] et il s'est avéré que la fuite au moyeu dans l'espace inter-roues créait des écarts entre les mesures et les simulations sans fuite. Les comparaisons des angles absolus de sortie sont très satisfaisantes au dessus de 35% de l'envergure. Pour les deux positions radiales les plus basses, l'angle est légèrement sur-prédit par la simulation en dehors du sillage. Ceci est probablement

---

<sup>3</sup>la vitesse est quasiment axiale en sortie du stator.

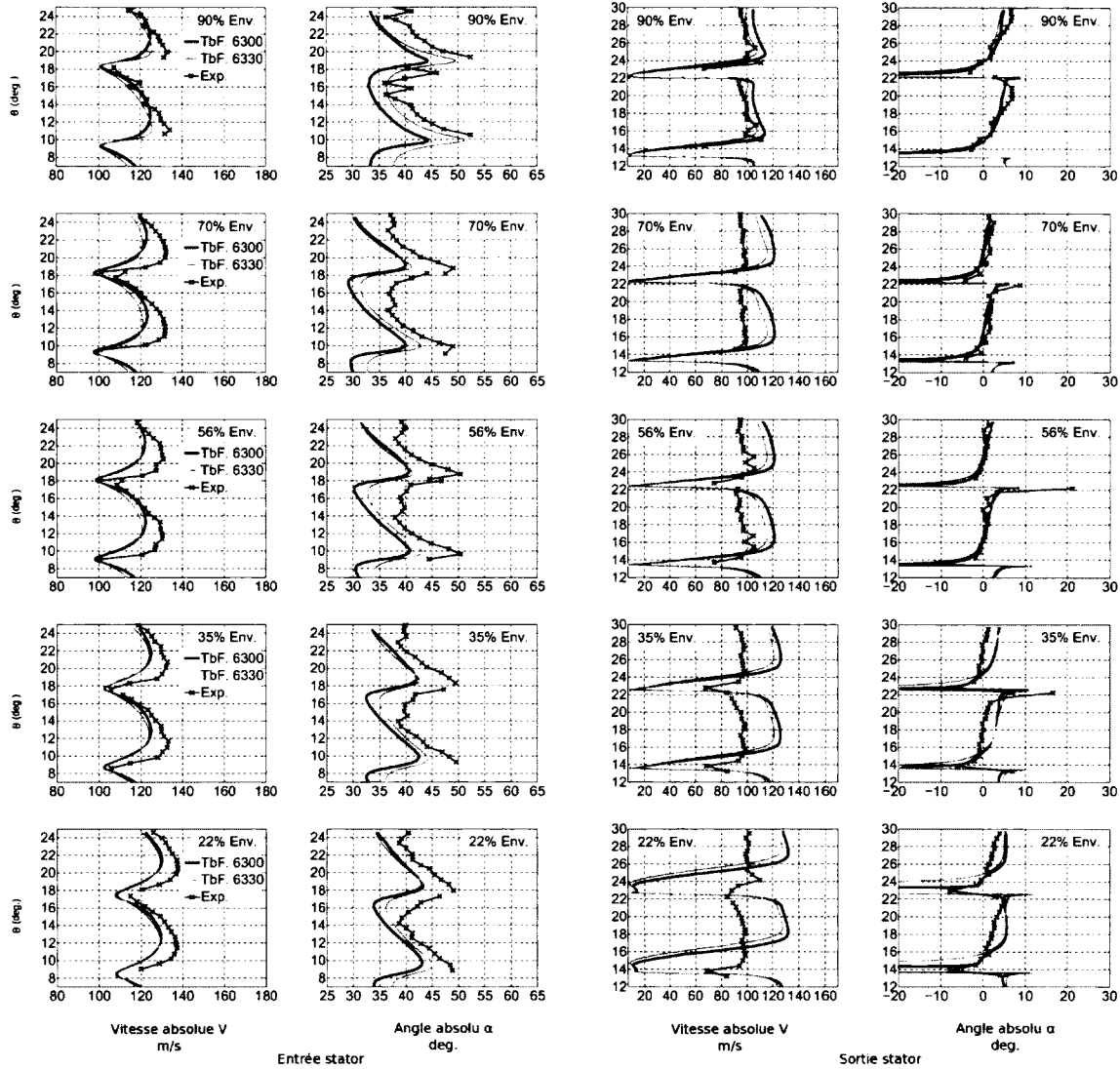


Figure 2.23 Profils azimutaux de la vitesse absolue et de l'angle absolu de l'écoulement, moyennés dans le repère fixe, sur deux plans en amont et en aval du stator, à cinq positions radiales. La figure 2.21 montre la position des plans. Ligne rouge : simulation *Turb'Flow* aux conditions expérimentales. Ligne noire : simulation *Turb'Flow* au régime nominal. Croix : données expérimentales de Faure *et al.* [42].

causé par la séparation entraînant une accélération ainsi qu'une déviation plus petite du fluide dans le canal inter-aubes comparé à l'écoulement réel présentant une couche limite extrados plus fine.

Hormis la différence de vitesse absolue moyenne, la taille des sillages de stator est prédite correctement par le calcul dès que la séparation de l'écoulement disparaît. Etant donnée la précision de la prédiction des sillages du rotor et du stator, la simulation numérique à

$\Omega = 6330 \text{ tr.min}^{-1}$  et  $Q = 10.5 \text{ kg.s}^{-1}$  est validée relativement aux données expérimentales. De plus, la simulation au régime nominal possédant une topologie de l'écoulement similaire à celle du calcul validé ici, celle-ci peut également être considérée comme validée, et fournit par conséquent une représentation correcte des sillages expérimentaux. Tous les résultats numériques présentés dans la suite de ce chapitre et utilisés au chapitre 3 proviennent de la simulation au régime nominal.

## 2.4.6 Analyse de l'écoulement instationnaire

### Effets potentiels du stator

Le paragraphe 2.4.4 portait uniquement sur l'analyse d'un champ instantané de l'écoulement. Profitant de la simulation instationnaire, nécessaire pour l'étude acoustique à venir, des caractéristiques instationnaires de l'écoulement peuvent être évaluées, et particulièrement les effets potentiels créés par les aubes du stator. En effet, ces derniers modifient les sillages du rotor, qui correspondent à l'excitation aérodynamique utilisée en entrée des modèles acoustiques. L'instationnarité de l'écoulement peut être présentée sous la forme d'un champ instantané de vitesse axiale  $V_x$  auquel est retiré le champ moyenné en temps dans le référentiel de la roue correspondante :  $V'_x(x, r, \theta, t) = V_x(x, r, \theta, t) - \langle V_x(x, r, \theta, t) \rangle_{\text{roue}}$ . Cette analyse est pertinente pour une interaction rotor-stator, puisque dans le repère tournant lié au rotor, les effets potentiels générés par les aubes du stator sont vus comme un phénomène instationnaire bougeant avec la « rotation » du stator, à la fréquence de passage des aubes<sup>4</sup> :  $\text{VPF} = 4/3 \text{ BPF} = 4200 \text{ Hz}$ .

La composante instationnaire de la vitesse axiale  $V'_x$  adimensionnée par la vitesse axiale moyenne en amont du rotor  $V_{x0}$  est présentée sur la figure 2.24 à mi-envergure. La partie située à gauche de la ligne pointillée représente la vitesse instationnaire relativement à l'écoulement moyenné dans le repère tournant. Les effets potentiels des aubes sont clairement visibles en aval des pales, puisqu'il y a un déficit de vitesse en amont des aubes et une accélération devant les passages d'aubes. La taille du champ potentiel semble significatif puisque celui-ci atteint le bord de fuite des pales et est également visible dans le passage de pales. Sur la partie droite de la figure 2.24, la composante instationnaire de l'écoulement est vue dans le référentiel absolu. Les sillages du rotor « découpés » par le stator sont clairement identifiables ; ils s'inclinent vers l'intrados des aubes au cours de leur convection dans le canal inter-aubes. Leur interaction avec les sillages du stator forme une série de tourbillons contra-rotatifs convectés en aval, déjà visibles sur la figure 2.17.

---

<sup>4</sup>VPF : *Vane Passing Frequency*.

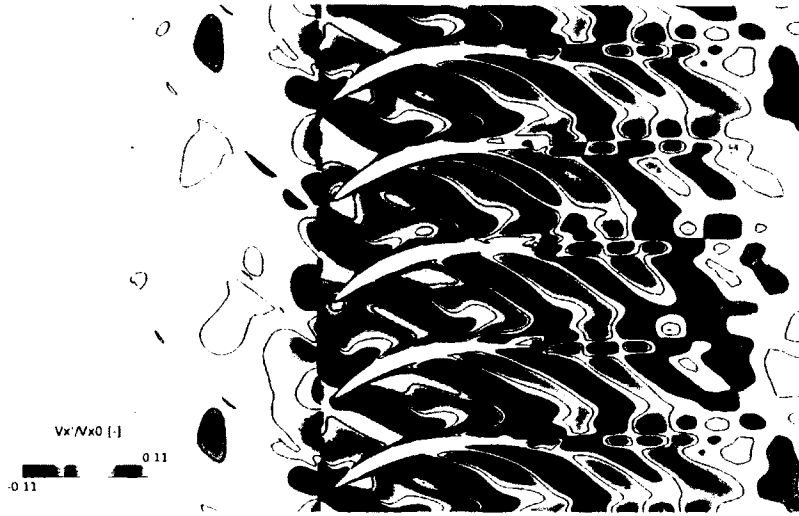


Figure 2.24 Composante instationnaire de la vitesse axiale  $V'_x$  à mi-envergure, adimensionnée par la vitesse axiale moyenne en amont du rotor.

Afin de quantifier plus précisément les effets potentiels induits par les aubes du stator, une étude de la pression instationnaire sur les pales du rotor est réalisée. La figure 2.25 présente les fluctuations de pression statique  $P' = P - P_{t,0}$  en deux points de la pale du rotor située au milieu de la figure 2.24, à mi-envergure et 80% de corde, durant un cycle complet soit le passage de trois pales devant les quatre aubes. Ces fluctuations font clairement apparaître un caractère périodique avec la fréquence VPF, de chaque côté de la pale. En effet, dans le référentiel lié au rotor, l'écoulement instationnaire est principalement dû aux effets potentiels du stator. D'autres caractéristiques instationnaires apparaissent puisque ces fluctuations ne sont pas exactement périodiques, et sont les signes de la présence d'écoulements secondaires. De plus, les amplitudes de ces fluctuations sont grandes ( $\pm 1900$  Pa) indiquant qu'elles représentent une source de bruit significative à cette position. Considérant les quatre instants de la première période de passage d'aube  $T_V$ , repérés par des cercles sur la figure 2.25, où l'instant  $T_V = 0$  correspond à la position de la pale du milieu sur la figure 2.24, le coefficient de pression  $C_p = P'/0.5\rho_0 V_0^2$  est calculé pour chaque instant. Les quatre distributions de  $-C_p$  sont tracées sur la figure 2.26 en fonction de la corde adimensionnée de la pale  $x_c/C_r$ . Il apparaît que la légère incidence négative sur la pale, déjà observée sur la valeur moyenne du coefficient de pression (figure 2.20), est identique durant toute la période  $T_V$ . L'amplitude des fluctuations du coefficient de pression est importante au cours du temps, puisqu'elle varie autour de l'unité entre le bord de fuite et 80% de la corde. Ces fluctuations sont encore visibles jusqu'à 15% de la corde. L'espacement inter-roues à mi-envergure valant  $e/C_r = 0.25$  (tableau 2.2), la figure 2.26 indique que les effets potentiels créés par les aubes du stator ont une influence sur le rotor

jusqu'à 120% de la corde de l'aube en amont du stator. Cette valeur est consistante avec des études existantes, montrant qu'une aube placée à moins d'une corde en aval d'une pale crée du bruit de rotor significatif [63]. Par conséquent, on peut s'attendre à ce que l'interaction du champ potentiel du stator avec le rotor représente une source acoustique secondaire majeure dans ce compresseur.

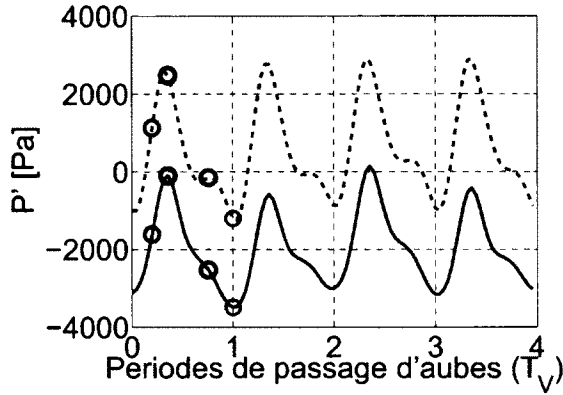


Figure 2.25 Fluctuations de pression  $P' = P - P_{t,0}$  sur une pale du rotor à mi-envergure et 80% de la corde, durant quatre périodes de passage d'aube  $T_V$ . Ligne pleine : point situé sur l'extrados. Ligne pointillée : point situé sur l'intrados.

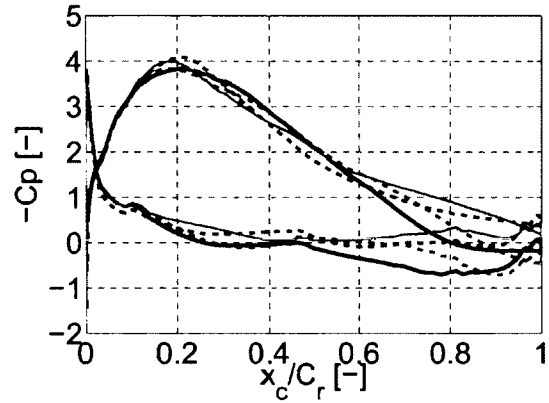


Figure 2.26 Distributions du coefficient de pression autour d'une pale du rotor à mi-envergure, pour les quatre instants indiqués par des cercles sur la figure 2.25. Gris : 0.20  $T_V$ . Noir : 0.36  $T_V$ . Vert : 0.76  $T_V$ . Rouge : 1.00  $T_V$ .

Afin de s'assurer que l'interaction des sillages du rotor avec les aubes du stator représente bien la principale source acoustique devant la source secondaire décrite plus haut, une étude similaire est réalisée sur l'aube du stator située au milieu de la figure 2.24. La pression en deux points de cette aube, à 20% de corde et à mi-envergure, est tracée sur la figure 2.27 au cours d'un cycle complet, soit 3 périodes de passage de pales  $T_B$  (avec  $3T_B = 4T_V$ ). Comme attendu, les fluctuations de pression montrent une forme périodique avec la période  $T_B$ . Elles présentent des amplitudes du même ordre de grandeur ( $\pm 1700$  Pa sur l'intrados) que celles observées sur la pale du rotor, figure 2.25, pour ces positions spécifiques. La figure 2.28 présente les distributions des coefficients de pression autour de l'aube pour les quatre instants identifiés sur la figure 2.25, avec  $T_B = 0$  correspondant à la position de l'aube du milieu de la figure 2.24. Comme le montre la répartition moyenne du coefficient de pression sur la figure 2.20(b), l'aube est en sous-incidence pendant la plus grande partie de la période de passage de pale, mais la figure 2.28 indique que l'écoulement est en sur-incidence à l'instant  $0.66 T_B$  pour lequel les courbes intrados et extrados ne se croisent pas. Cela est causé par le sillage du rotor se trouvant à cet instant au bord d'attaque de



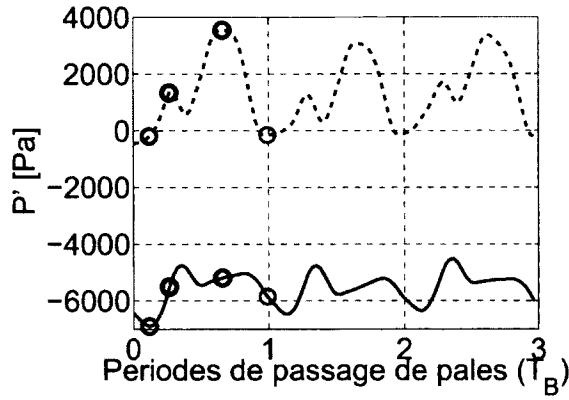


Figure 2.27 Fluctuations de pression  $P' = P - P_{t,0}$  sur une aube du stator à mi-envergure et 20% de la corde, durant trois périodes de passage de pales  $T_B$ . Ligne pleine : point situé sur l'extrados. Ligne pointillée : point situé sur l'intrados.

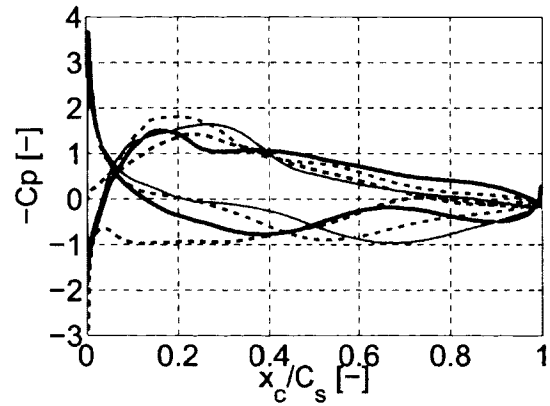


Figure 2.28 Distributions du coefficient de pression autour d'une aube de stator à mi-envergure, pour les quatre instants indiqués par des cercles sur la figure 2.27. Gris :  $0.12 T_B$ . Noir :  $0.27 T_B$ . Vert :  $0.66 T_B$ . Rouge :  $1.00 T_B$ .

l'aube, et créant un angle d'incidence plus grand sur celle-ci, du fait de la réduction de la vitesse relative en sortie du rotor. Par ailleurs, les variations du coefficient de pression sont significatives (autour de l'unité) sur 80% de l'aube, et sont visibles sur toute la corde. Même si ces fluctuations sont créées par l'interaction du sillage avec le bord d'attaque de l'aube, celles-ci sont présentes sur toute la surface de l'aube, indiquant que sa géométrie, notamment sa cambrure, joue un rôle important dans la génération des sources acoustiques. Ce point sera traité dans la section 3.7. En outre, comme on le verra au chapitre suivant, ce sont les fluctuations de la différence de pression entre les deux côtés de l'aube qui rayonnent dans l'analogie acoustique. Ces dernières correspondent à la courbe rouge de la figure 2.29, sur laquelle leur moyenne a été retranchée. La courbe noire représente les variations du saut de pression à 80% de corde de la pale du rotor, correspondant donc à la figure 2.25. Il est clair sur cette figure 2.29 que les fluctuations situées à 20%  $C_s$  sur le stator ( $\pm 1700$  Pa) sont bien plus élevées que celles à 80%  $C_r$  sur le rotor ( $\pm 800$  Pa). Ainsi, non seulement les fluctuations de différence de pression sur les aubes sont plus grandes en amplitude, mais également plus étendues que les fluctuations sur les pales du rotor. Cela tend donc à confirmer la dominance de la source créée par l'interaction rotor-stator devant celle provenant de l'interaction du champ potentiel avec le rotor. Comme cela sera réalisé pour la source primaire au chapitre suivant, il pourrait être intéressant de rayonner les sources secondaires créées par l'effet potentiel pour quantifier la différence de puissance acoustique rayonnée par ces deux sources. Cette étude permettrait par exemple d'évaluer

le modèle acoustique pour l'interaction potentielle stator-rotor proposé par Conte *et al.* [29], mais qu'il faudrait adapter au rayonnement en conduit via l'analogie de Goldstein [52].

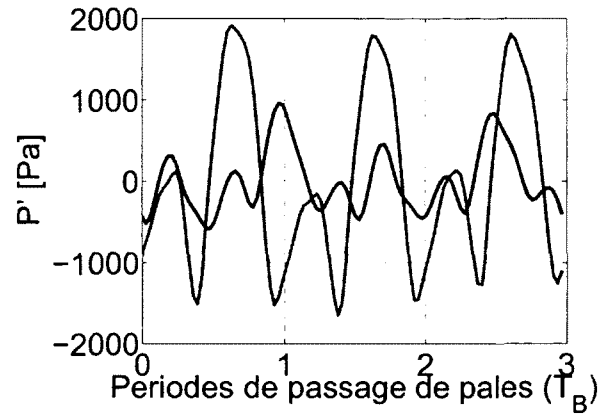
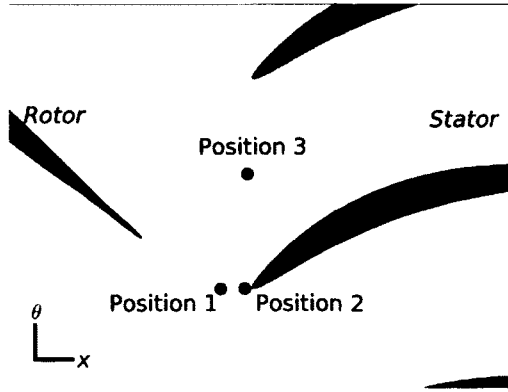


Figure 2.29 Fluctuations de la différence de pression entre l'extrados et l'intrados d'un aubage, au cours d'un cycle complet, ramenées autour d'une moyenne nulle. Ligne noire : points à 80% de corde sur la pale de rotor, correspondant à la figure 2.25. Ligne rouge : points à 20% de corde sur l'aube du stator, correspondant à la figure 2.27.

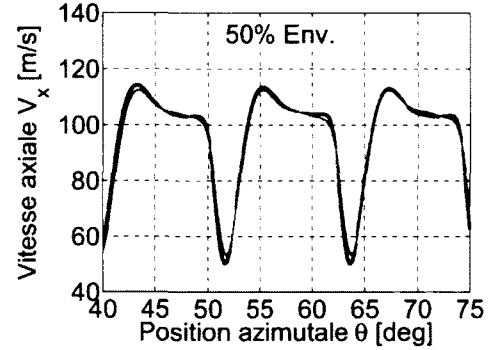
### Sillage du rotor

Les sillages du rotor correspondent à l'excitation aérodynamique pour le modèle acoustique de prédiction du bruit tonal, développé au chapitre suivant. En effet, la variation périodique de la vitesse dans le sillage crée les fluctuations de pression sur les aubes correspondant aux sources acoustiques du bruit tonal (figure 2.27). Comme cela a été montré, les effets potentiels créés par le stator sont significatifs, tant sur la vitesse dans l'espace inter-roues que sur les fluctuations de pression sur les pales du rotor. Par conséquent, il est intéressant d'évaluer leur influence sur les sillages du rotor. La méthode consiste à enregistrer l'excitation au cours du temps aux trois points indiqués sur la figure 2.30(a) qui sont fixes dans le référentiel du stator. Ceux-ci permettent d'étudier l'influence du voisinage de l'aube sur la forme du sillage. Par ailleurs, les variables de l'écoulement sont extraites aux mêmes positions axiales que les sondes de la figure 2.30(a) sur des plans tangentiels parcourant tout le domaine (4 passages d'aubes) durant un cycle complet. Ces données sont ensuite moyennées dans le repère tournant du rotor. Les effets potentiels du stator sur l'excitation sont donc moyennés. En fait tout revient à dire que l'excitation ainsi moyennée ne contient plus les effets potentiels instationnaires, mais seulement la partie stationnaire du champ potentiel, soit le blocage moyen de l'écoulement par les aubes. Par conséquent, des comparaisons entre les deux types d'excitations fournissent une évaluation des effets

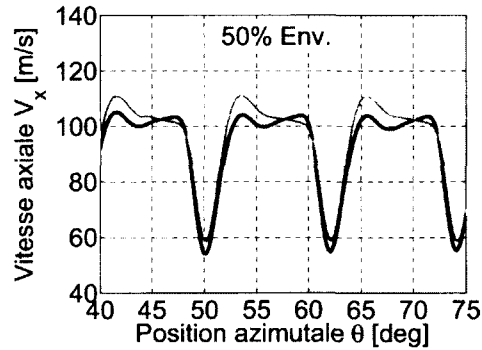
potentiels instationnaires sur les sillages du rotor. Uniquement une simulation rotor seul permettrait de fournir des sillages sans aucune influence du champ potentiel du stator.



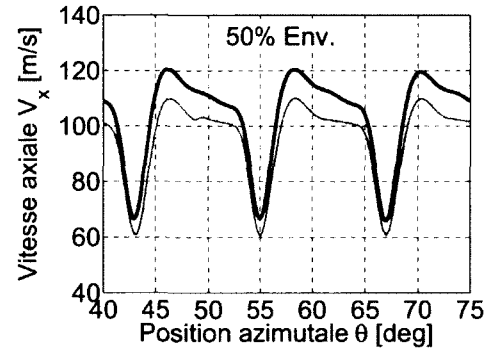
(a) Positions des sondes temporelles d'enregistrement.



(b) Profils de vitesse à la position 1.



(c) Profils de vitesse à la position 2.



(d) Profils de vitesse à la position 3.

Figure 2.30 Vitesses axiales à mi-envergure du conduit. Ligne noire : enregistrements temporels aux positions des sondes. Ligne rouge : données moyennées dans le référentiel du rotor aux positions axiales des sondes.

Des profils de vitesse axiale à mi-envergure du conduit sont présentés sur les figures 2.30(b), 2.30(c) et 2.30(d) pour les trois positions indiquées sur la figure 2.30(a). Les valeurs moyennées dans le référentiel du rotor (courbes rouges) contiennent la composante stationnaire des effets potentiels. Comme attendu, l'influence du champ potentiel est maximale à la position 2 pour les données extraites en temps (courbe noire) et minimale à la position 3. La différence entre les vitesses axiales des positions 2 et 3 en dehors du sillage illustre l'effet du blocage moyen du stator sur l'écoulement, puisque ce blocage tend à réduire la vitesse axiale devant l'aube et à l'augmenter au milieu du passage, par application de la conservation du débit.

Si la vitesse axiale caractérise le déficit de vitesse au sein d'un sillage du rotor, on sait d'après la section 1.3 que la perturbation aérodynamique  $w$  réellement vue par l'aube correspond à la composante de la vitesse normale à l'aube, modélisée sous la forme d'une plaque plane. En considérant la valeur de l'angle de calage de la grille égale à l'angle d'entrée de l'aube<sup>5</sup>  $\alpha_{BA}$  (tableau 2.1), l'excitation  $w$  est calculée à partir des trois composantes de la vitesse extraites en temps sur toute l'envergure du conduit aux positions indiquées sur la figure 2.30(a). Les comparaisons sont réalisées sur la figure 2.31 sur laquelle les positions azimuthales des sillages ont été décalées afin de faciliter l'analyse (lignes pleines). De plus, les excitations aérodynamiques extraites aux positions axiales des sondes 1 et 2 et moyennées dans le repère tournant sont ajoutées aux comparaisons (lignes pointillées)<sup>6</sup>.

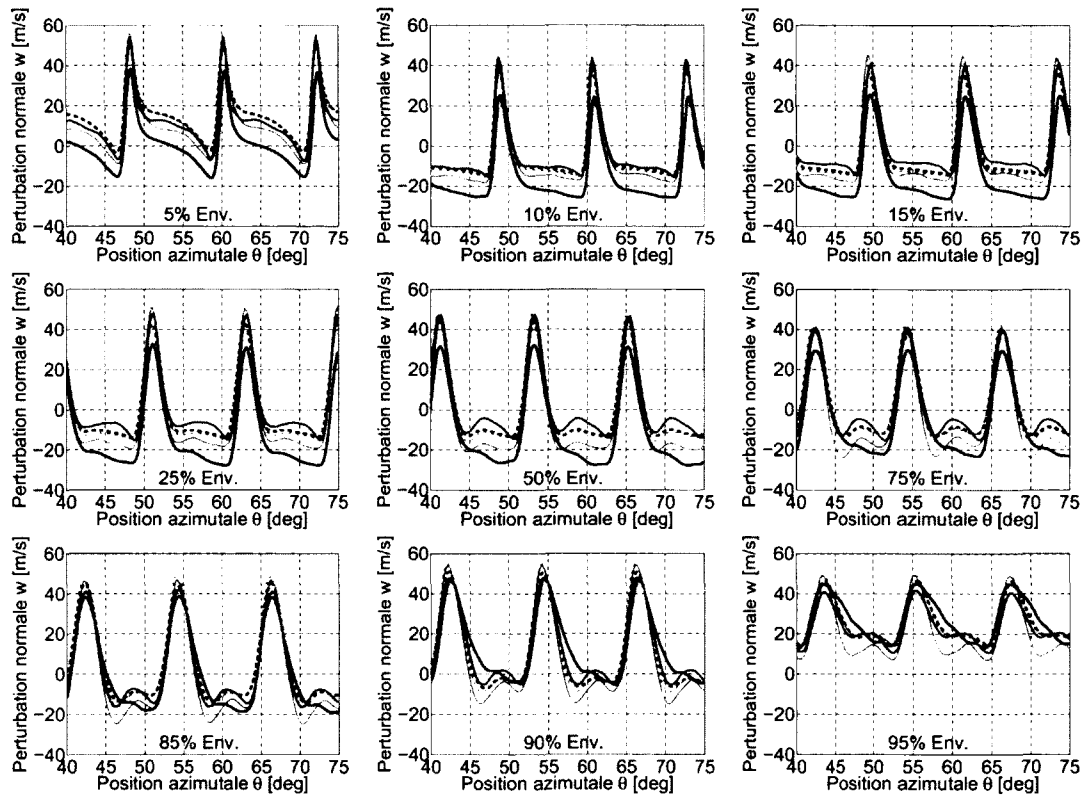


Figure 2.31 Evolution de l'excitation aérodynamique  $w$  selon l'envergure du conduit. Lignes pointillées : excitations moyennées dans le référentiel du rotor, rouge : abscisse axiale de la position 1, noire : abscisse axiale de la position 2. Lignes pleines : extractions temporelles, rouge : position 1, noire : position 2, bleue : position 3.

Dans les modèles acoustiques, l'incidence de l'écoulement sur la grille d'aubes est supposée nulle en dehors des sillages, entraînant une valeur nulle pour la perturbation aérodyna-

<sup>5</sup>ce choix est expliqué au chapitre 3.

<sup>6</sup>les positions axiales des sondes 2 et 3 sont en effet quasiment identiques.

mique. Pourtant la figure 2.31 montre qu'une composante normale à l'aube existe hors sillage dans le cas d'un écoulement réel. Cette excitation peut être vue comme le coefficient d'ordre 0 d'une décomposition de Fourier spatiale, qui n'a aucune influence sur les sources et le rayonnement acoustiques puisque seuls les coefficients de Fourier d'ordres supérieurs à 0 sont pris en compte en entrée des modèles acoustiques. Par ailleurs, dans la section principale de l'écoulement (10% à 90% de l'envergure), la figure 2.31 montre que l'excitation présente des pics bien définis correspondant à l'incidence plus élevée de l'écoulement sur la grille existant dans les sillages. Proche du pied de l'aube (5% de l'envergure), la forme particulière de l'excitation est due à la couche limite sur le moyeu ; dans la région de tête (95% de l'envergure), la couche limite sur la paroi supérieure du conduit et le tourbillon de jeu modifient la perturbation.

La figure 2.31 permet d'une part d'étudier les effets de la convection sur le sillage, lorsque ce dernier se déplace du plan azimutal de la position 1 à celui de la position 2. La comparaison des courbes pointillées montre en effet un léger amortissement de l'excitation, du à la convection ainsi qu'à l'effet potentiel stationnaire (blocage) du stator qui augmente. D'autre part, les courbes pleines indiquent une influence significative de la position d'extraction par rapport à l'aube (courbes noire et bleue), à la fois en terme de valeur maximale du pic et en terme de forme de l'excitation hors sillage. Ces différences sont donc causées par les effets potentiels instationnaires du stator. Il est intéressant de noter que l'excitation enregistrée en temps près du bord d'attaque de l'aube (courbe noire) est la plus éloignée des autres courbes en terme de forme. Cela tendrait à montrer que seul un enregistrement en temps de l'excitation aérodynamique en amont et proche du bord d'attaque de l'aube (position 2) peut capturer tous les effets potentiels instationnaires créés par le stator. Cependant, l'interaction du sillage avec l'aube, et particulièrement avec la région du bord d'attaque, se déroule sur un domaine plus étendu qu'un seul point d'enregistrement. Des effets de moyennage peuvent donc être attendus. Par conséquent, une étude acoustique approfondie, menée dans la section 3.6, est nécessaire afin de déterminer l'excitation représentant le plus fidèlement possible la perturbation aérodynamique réellement vue par l'aube.

Pour l'étude acoustique à venir, les excitations aérodynamiques ci-dessus sont moyennées sur un passage de pale du rotor. Ainsi elles deviennent B-périodiques sur la circonférence du conduit, et peuvent donc se décomposer en série de Fourier dans la direction tangentielle :

$$w(x_d, r_d, \theta_d) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \hat{W}_s(x_d, r_d) e^{isB\theta_d}, \quad (2.9)$$

les coefficients de Fourier s'écrivant<sup>7</sup> :

$$\hat{W}_s(r_d, x_d) = \frac{B}{2\pi} \int_0^{2\pi/B} w(x_d, r_d, \theta_d) e^{-isB\theta_d} d\theta_d. \quad (2.10)$$

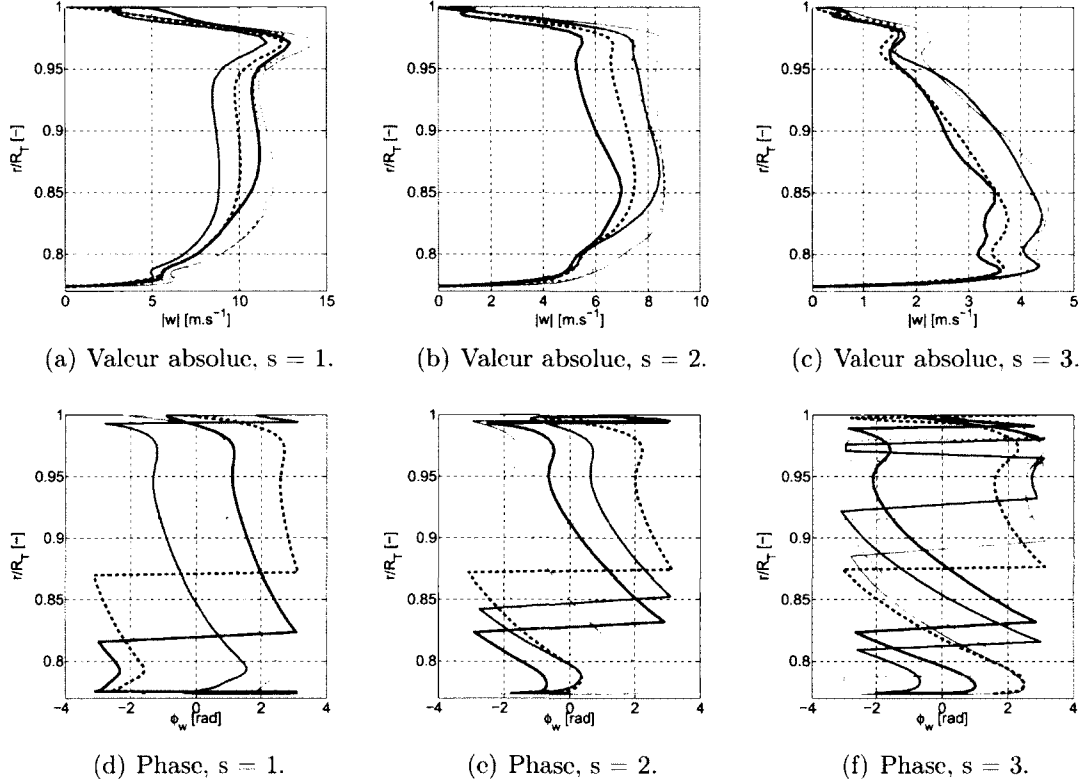


Figure 2.32 Coefficients de Fourier  $\hat{W}_s$  de l'excitation selon l'envergure du conduit. Lignes pointillées : excitations moyennées dans le référentiel du rotor, rouge : abscisse axiale de la position 1, noire : abscisse axiale de la position 2. Lignes pleines : extractions temporelles, rouge : position 1, noire : position 2, bleue : position 3.

Ces coefficients de Fourier  $\hat{W}_s$  alimentent réellement les modèles acoustiques. L'évolution de ces coefficients selon l'envergure adimensionnée du conduit  $r/R_T$  est tracée sur la figure 2.32, pour les ordres  $s = 1$  à  $s = 3$ . De nouveau, les effets de la convection et du blocage moyen sur le sillage sont visibles sur les courbes moyennées en temps (pointillés) et correspondent à une réduction de l'amplitude de l'excitation pour chacune des trois composantes étudiées. Les coefficients de Fourier provenant des sondes fixes (lignes pleines) montrent des écart significatifs entre eux pouvant aller jusqu'à 20% d'amplitude à certaines positions radiales. Les phases des coefficients de l'excitation sont également très

<sup>7</sup>ils vérifient bien la convention choisie dans l'équation (1.6).

---

différentes. Cela confirme l'influence de la proximité de l'aube sur le point d'extraction de l'excitation. D'après cette analyse, il est probable que les différentes méthodes et positions d'extraction de l'excitation ont une influence importante sur le résultat acoustique. Ce point sera vérifié au chapitre suivant, et l'étude CAA menée en parallèle permettra de fournir une indication quant à la méthode d'extraction à suivre afin de considérer une excitation la plus fidèle à l'écoulement réel en entrée des modèles.

## 2.5 Conclusion

Ce chapitre présente et analyse les simulations aérodynamiques instationnaires URANS réalisées sur des étages rotor-stator. Tout d'abord, plusieurs configurations académiques ont été étudiées. Celles-ci sont constituées d'un stator de plaques planes et d'une condition limite défilante en entrée du conduit modélisant le passage d'un sillage de rotor. Afin d'étudier deux hypothèses des modèles analytiques acoustiques, deux géométries de plaques et deux conditions d'écoulements ont été simulées. Des effets aérodynamiques ont été observés (écoulement sans viscosité, détachement tourbillonnaire) permettant d'analyser les réponses des plaques dans l'étude acoustique du chapitre 3. La divergence discrète de l'excitation imposée n'étant pas nulle, des ondes de pression parasites sont créées dans le domaine de calcul. Pourtant des analyses fréquentielles de pressions pariétales ont montré que ces ondes ne perturbent pas le mécanisme d'interaction du sillage avec les plaques, confirmant que les sources acoustiques numériques peuvent être utilisées lors de l'étude sur les effets technologiques (section 3.4). De plus, une simulation URANS a été présentée sur la configuration réaliste du compresseur CME2, le domaine de calcul comportant 3 pales et 4 aubes séparées par une interface rotor-stator. Les champs aérodynamiques instantanés et moyens ont été analysés en détails, permettant de valider la simulation aérodynamique par comparaisons avec des données expérimentales et numériques de la littérature. L'écoulement instationnaire, particulièrement l'effet potentiel du stator, a finalement été caractérisé. Cette étude a montré l'importance de cet effet potentiel sur les pales du rotor, créant une source acoustique secondaire. Plusieurs méthodes ont été proposées pour l'extraction du sillage du rotor, représentant l'excitation aérodynamique pour les modèles acoustiques. Celles-ci ont montré que le sillage est modifié lors de sa convection par l'écoulement moyen et par les effets potentiels stationnaires et instationnaires du stator. L'étude acoustique réalisée dans le chapitre 3 est ensuite nécessaire afin de déterminer la méthode d'extraction la plus représentative pour la prédiction du bruit tonal d'interaction rotor-stator.

# CHAPITRE 3

## BRUIT TONAL D'INTERACTION ROTOR-STATOR

### 3.1 Introduction

Le modèle acoustique de Posson *et al.* [133], basé sur une réponse de grille d'aubes et introduit au paragraphe 1.3.5, a été développé et utilisé dans un contexte de prédiction du bruit à large bande de soufflante [128, 129]. Les objectifs de ce chapitre consistent à améliorer et à évaluer ce modèle pour la prédiction du bruit tonal d'interaction rotor-stator. Les développements de la section 3.2 consistent principalement en l'introduction des rafales obliques, l'uniformisation des formulations quelque soit le choix du sens de rotation de la soufflante et une extension prenant en compte les effets de cambrure de l'aube. Ces développements sont étendus au cas d'une géométrie complète de stator, avec des angles de flèche et de dévers non nuls ainsi qu'un écoulement tri-dimensionnel, dans l'annexe B, correspondant à la formulation implémentée dans la nouvelle version du logiciel OPTIBRUI. Ce dernier, développé conjointement par Centrale Lyon, l'Université de Sherbrooke, Airbus, Technofan et Valéo, rassemble plusieurs modèles de prédiction acoustique pour les différentes sources présentes dans une turbomachine. Le cas test de ce chapitre, devenu un cas de référence pour OPTIBRUI, correspond au compresseur axial CME2 (section 2.4). La section 3.3 présente la méthode CAA développée, à partir des simulations numériques réalisées au chapitre 2. Deux approches de rayonnement sont proposées, et servent de référence pour les résultats analytiques dans tout le chapitre. Les hypothèses de non épaisseur des aubes et de non viscosité du fluide dans le modèle sont ensuite évaluées dans la section 3.4 sur la configuration simplifiée de la section 2.3 (grille annulaire d'aubes planes). La section 3.5 analyse l'application des rafales obliques et l'introduction de la correction annulaire développée par Posson *et al.* [128] dans la réponse du modèle au cas test du CME2. L'influence de la structure des sillages du rotor, obtenus au chapitre précédent (paragraphe 2.4.6), est examinée dans la section 3.6 sur la réponse de grille et le champ acoustique. Enfin le modèle introduisant les effets de cambrure est appliqué dans la section 3.7 et les améliorations en termes de prédictions acoustiques sont quantifiées.



## 3.2 Extension d'un modèle de grille d'aubes

### 3.2.1 Définition des rafales obliques

La configuration d'un étage rotor-stator est modélisée selon l'approche par bandes de rayons présentée au paragraphe 1.3.2. Pour un rayon donné  $r_d$ , l'étage est caractérisé par sa géométrie rectiligne locale, représentée sur la figure 3.1. Au cours des développements, il est apparu nécessaire de généraliser les équations présentes dans la littérature au choix arbitraire du sens de rotation pour fournir une formulation unifiée. En effet, la figure 3.1(a) correspond à la convention de vitesse de rotation négative, utilisée par exemple par Posson *et al.* [133], alors que la figure 3.1(b) reprend la convention de Ventres *et al.* [161] utilisant une vitesse de rotation positive. Les repères liés au rotor  $\mathcal{R}_r(x_d, r_d, \theta_r)$  et au conduit  $\mathcal{R}_d(x_d, r_d, \theta_d)$  sont directs et identiques dans les deux configurations.  $\Omega$  étant dorénavant positif ou négatif, les repères  $\mathcal{R}_r$  et  $\mathcal{R}_d$  fixés respectivement au rotor et au stator sont liés par la relation :

$$\theta_r = \theta_d - \Omega t. \quad (3.1)$$

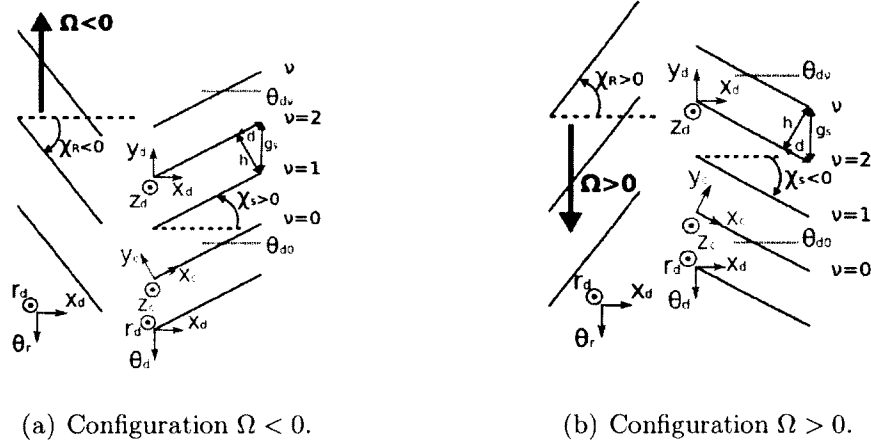


Figure 3.1 Configurations de l'étage rotor-stator déroulé à un rayon  $r_d$ , pour deux sens de rotation.

Les sillages du rotor, convectés par l'écoulement moyen et défilant périodiquement en amont du stator, créent une composante de vitesse normale aux aubes  $w$  s'écrivant dans le repère  $\mathcal{R}_d$  :

$$w(x_d, r_d, \theta_d, t) = \mathbf{V}(x_d, r_d, \theta_d, t) \cdot \mathbf{n}, \quad (3.2)$$

où  $\mathbf{n}$  est le vecteur unitaire normal à l'aube. En supposant que cette excitation aérodynamique est parfaitement identique d'une pale à une autre, celle-ci est  $2\pi/B$  périodique dans la direction azimutale, ainsi que périodique en temps selon la fréquence de passage de pale  $sB\Omega$  et peut s'écrire sous la forme :

$$w(x_d, r_d, \theta_d, t) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \hat{W}_s(x_d, r_d) e^{isB\theta_d} e^{-isB\Omega t}, \quad (3.3)$$

avec

$$\hat{W}_s(x_d, r_d) = \frac{B}{2\pi} \int_0^{2\pi/B} w(x_d, r_d, \theta_r) e^{-isB\theta_r} d\theta_r, \quad (3.4)$$

où  $w(x_d, r_d, \theta_r)$  est défini dans le repère du rotor. Les aubes du stator étant fixes par rapport à l'observateur, aucune diffraction fréquentielle n'intervient dans leur réponse. D'après l'équation (3.3), le bruit est rayonné seulement à des multiples de la fréquence de passage de pale (BPF), et seul le coefficient de l'excitation  $\hat{W}_s$  contribue à la réponse de grille à la  $s^{ieme}$  harmonique de la BPF.

La décomposition précédente de l'excitation dans la direction azimutale fournit des rafales appelées bi-dimensionnelles (excitation 2D). La variation radiale des propriétés du sillage et donc des coefficients  $\hat{W}_s$  est alors traitée par de simples variations d'amplitude,  $r_d$  jouant le rôle de paramètre. Une décomposition dans la direction radiale a déjà été proposée et étudiée pour des modèles de grilles d'aubes rectilignes, comme ceux vus au chapitre 1 : modèles de Glegg (paragraphe 1.3.4) et de Hanson (paragraphe 1.3.6) ou par Lloyd et Peake [92] par exemple, à la fois pour la prédiction du bruit tonal et à large bande. Le modèle de grille annulaire de Ventres (paragraphe 1.3.3) qui traite du bruit tonal et large bande ne considère qu'une excitation 2D, alors que le modèle de Posson (paragraphe 1.3.5) considère une perturbation 3D seulement dans un contexte de bruit à large bande. On propose donc d'étendre l'introduction des rafales 3D au contexte de bruit tonal afin d'évaluer une décomposition radiale de l'excitation avec un modèle de grille d'aubes quasi-3D annulaire. Si la technique de décomposition en série de Fourier est utilisée selon l'envergure, comme cela est réalisé dans la direction tangentielle, alors une distance de périodicité de l'excitation doit être trouvée. Dans le cas d'une pale hors-conduit, l'excitation doit être périodisée artificiellement sur une distance supérieure à l'envergure de la pale comme proposé et décrit par Carazo *et al.* [21] pour des rotors contra-rotatifs non carénés. Pour une soufflante en conduit annulaire, il apparaît que l'envergure du conduit

à la position d'extraction de l'excitation peut être considérée comme la période radiale de l'excitation, puisqu'un fluide visqueux possède une vitesse nulle sur les parois à la fois en pied et en tête. On pourrait aussi découper l'envergure en bandes de rayons et décomposer l'excitation dans chaque bande par transformée de Fourier locale, comme réalisé par Carazo et Roger [20]. Cependant une étude préliminaire a montré les limitations de cette approche, puisque l'excitation pour du bruit tonal peut être vue comme corrélée sur toute l'envergure, aspect qui disparaît dans la décomposition par bandes. De plus le résultat dépend fortement de la discrétisation radiale choisie. Par conséquent, la méthode de décomposition radiale retenue utilise l'envergure du conduit comme la période spatiale de l'excitation :

$$T_r = R_T - R_H . \quad (3.5)$$

On définit alors le nombre d'onde radial de l'excitation :

$$k_r = \frac{2\pi p}{T_r} , \quad p \in \mathbb{Z} . \quad (3.6)$$

L'excitation aérodynamique peut ensuite s'écrire sous la forme d'une double série de Fourier dans le repère du stator :

$$w(x_d, r_d, \theta_d, t) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \hat{W}_{s,p}(x_d) e^{isB\theta_d} e^{ik_r r_d} e^{-isB\Omega t} . \quad (3.7)$$

Par définition, les coefficients de Fourier  $\hat{W}_{s,p}$  sont indépendants du rayon et s'expriment pour chaque harmonique  $s$  sous la forme :

$$\hat{W}_{s,p}(x_d) = \frac{1}{T_r} \int_{R_H}^{R_T} \hat{W}_s(x_d, r_d) e^{-ik_r r_d} dr_d . \quad (3.8)$$

Afin de s'assurer que la décomposition proposée dans l'équation (3.7) ainsi que le choix de l'envergure comme période radiale sont fondés, le paragraphe 3.5.1 vérifiera qu'il est possible de retrouver l'excitation originale à partir des coefficients de Fourier de l'équation (3.8). La double décomposition de l'excitation selon les directions azimutale et radiale permet de représenter plus fidèlement les rafales incidentes sur la grille. En effet, une décomposition 2D suppose que l'excitation est indépendante d'une bande de rayon à l'autre, tandis que les rafales 3D permettent de prendre en compte les gradients locaux de l'exci-

tation selon l'envergure [95]. Du fait de la présence de nombres d'onde radiaux, l'énergie de l'excitation est répartie à travers différentes rafales obliques. Le schéma de la figure 3.2 illustre le caractère oblique des rafales : plus l'indice  $p$  est grand et plus l'onde incidente présente un angle élevé avec la grille. Il est également intéressant de noter que, d'après les équations (3.3) et (3.8), la rafale 2D  $\hat{W}_s(x_d, r_d)$  n'est pas égale à la rafale 3D d'indice  $p$  nul  $\hat{W}_{s,0}(x_d)$  puisque celle-ci correspond à la valeur moyenne de  $\hat{W}_s$  sur l'envergure.

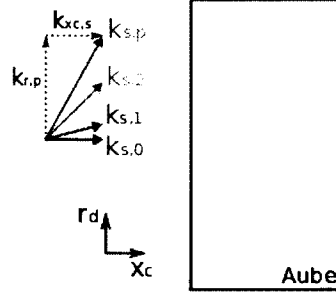


Figure 3.2 Représentation schématique des rafales obliques incidentes sur une aube de stator, pour un écoulement dirigé selon  $x_c$  et pour une fréquence  $sB\Omega$ .

### 3.2.2 Généralisation de l'analogie acoustique à un sens de rotation quelconque

#### Déphasage inter-aubes

Dans toute cette section, on se place dans la configuration du compresseur CME2 (section 2.4), c'est à dire avec un stator sans flèche ni dévers, ainsi qu'un écoulement moyen de composante radiale négligeable dans le conduit. Dans les deux configurations étudiées des figures 3.1(a) et 3.1(b), le repère lié au plan déroulé  $\mathcal{R}'(x_d, y_d, z_d)$  est direct, imposant à  $y_d$  de varier dans la direction opposée à  $\theta_d$ . Dans ce repère, l'angle de calage du stator  $\chi_s$  est donc de signe opposé à celui de la vitesse de rotation. Le repère lié à la grille  $\mathcal{R}_c(x_c, y_c, z_c)$  est également direct et choisi de telle sorte que  $y_c$  soit toujours dans la même direction que  $y_d$ . Ainsi  $y_c$  est orienté de l'intrados vers l'extrados dans la figure 3.1(a), et de l'extrados vers l'intrados dans la figure 3.1(b). L'espace inter-aubes  $g_s$  vaut :  $g_s = 2\pi r_d/V$ . Dans les deux configurations, les aubes du stator sont numérotées de  $\nu = 0$  à  $V - 1$  selon  $y_c$ , convention adoptée par Glegg [50]. Avec cette convention, le sillage provenant d'une pale va croiser les aubes du stator dans le sens des  $\nu$  croissants si  $\Omega < 0$ , et dans le sens des  $\nu$  décroissants si  $\Omega > 0$ . Ainsi au temps  $t_\nu$ , un point  $(x_d, r_d, \theta_{d,\nu})$  de l'aube numéro  $\nu$  voit la même excitation que le point  $(x_d, r_d, \theta_{d,0})$  de l'aube 0 à l'instant  $t_0$ , tel que :

---


$$t_0 = t_\nu + \frac{\nu g_s}{r\Omega} = t_\nu + \frac{2\pi\nu}{V\Omega} \quad \text{et} \quad \theta_{d,0} = \theta_{d,\nu} + \frac{2\pi\nu}{V}. \quad (3.9)$$

Pour  $\Omega < 0$ , on a donc  $t_0 < t_\nu$  et pour  $\Omega > 0$ ,  $t_0 > t_\nu$ . La réponse de l'aube  $\nu$  est donc liée à celle de l'aube 0 via la relation :

$$\Delta P_\nu(\mathbf{x}, t_\nu) = \Delta P(x_d, r_d, \theta_{d,\nu}, t_\nu) = \Delta P(x_d, r_d, \theta_{d,\nu} + \frac{2\pi\nu}{V}, t_\nu + \frac{2\pi\nu}{V\Omega}) = \Delta P_0(\mathbf{x}, t_\nu + \frac{2\pi\nu}{V\Omega}), \quad (3.10)$$

en notant  $\mathbf{x} = (x_d, r_d)$  les coordonnées sur une aube donnée. L'aube de stator étant fixe, sa réponse est produite à la fréquence de l'excitation (équation (3.7)), et se décompose donc en série de Fourier sous la forme :

$$\Delta P_\nu(\mathbf{x}, t_\nu) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \Delta \hat{P}_{\nu,s}(\mathbf{x}) e^{-isB\Omega t_\nu} \quad (3.11)$$

avec

$$\Delta \hat{P}_{\nu,s}(\mathbf{x}) = \frac{1}{T} \int_0^T \Delta P_\nu(\mathbf{x}, t_\nu) e^{isB\Omega t_\nu} dt_\nu, \quad (3.12)$$

où  $T = 2\pi/(B|\Omega|)$  est la période. En appliquant la relation (3.10) liant l'aube  $\nu$  à l'aube 0, l'équation (3.12) devient :

$$\Delta \hat{P}_{\nu,s}(\mathbf{x}) = \frac{1}{T} \int_0^T \Delta P(x_d, r_d, \theta_\nu + \frac{2\pi\nu}{V}, t_\nu + \frac{2\pi\nu}{V\Omega}) e^{isB\Omega t_\nu} dt_\nu. \quad (3.13)$$

Puis en effectuant le changement de variables de l'équation (3.9) :

$$\begin{aligned} \Delta \hat{P}_{\nu,s}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{T} \int_0^T \Delta P(x_d, r_d, \theta_{d,0}, t_0) e^{isB\Omega(t_0 - 2\pi\nu/V\Omega)} dt_0 \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \Delta P_0(\mathbf{x}, t_0) e^{isB\Omega t_0} e^{-i2\pi s B\nu/V} dt_0 \\ &= \Delta \hat{P}_{0,s}(\mathbf{x}) e^{i\nu\sigma}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Ainsi on montre que la réponse d'une aube  $\nu$  est identique à celle de l'aube 0 à un déphasage près, appelé l'angle de phase inter-aubes :

$$\sigma = -\frac{2\pi s B}{V} . \quad (3.15)$$

Ce déphasage a également pour définition :

$$\sigma = k_{xc}d + k_{yc}h = k_{yd}g_s , \quad (3.16)$$

où  $k_{yd}$  est le nombre d'onde de l'excitation dans la direction  $y_d$  du conduit, représentée sur la figure 3.1. De par la périodicité azimutale du problème, ce nombre d'onde ne peut prendre qu'un nombre infini dénombrable de valeurs, liées aux indices  $m_g$  des modes azimutaux de l'excitation. En définissant les modes  $m_g$  positifs dans le sens des  $\theta_d$  croissants, et  $y_d$  étant dans la direction opposée à  $\theta_d$ , on peut écrire :

$$k_{yd} = -\frac{m_g}{r_d} , \quad (3.17)$$

d'où

$$\sigma = -\frac{m_g}{r_d} \frac{2\pi r_d}{V} = -\frac{2\pi m_g}{V} . \quad (3.18)$$

Ainsi d'après l'équation (3.15), l'indice azimutal du mode exciteur vaut :

$$m_g = sB . \quad (3.19)$$

Les équations (3.15) et (3.19) sont cohérentes avec les résultats de la littérature [133, 161], qui utilisent des conventions opposées pour le signe de la vitesse de rotation. Les modes azimutaux exciteurs  $m_g$  étant de même signe que  $\Omega$ , ils sont donc co-rotatifs avec le rotor. Le signe de la phase inter-aubes dépend de la convention de numérotation des aubes choisie ici. Comme toute phase,  $\sigma$  est définie à  $2\pi$  près.

### Pression acoustique en conduit

Le résultat principal de l'analogie acoustique de Goldstein [52], traitant du rayonnement de dipôles répartis sur une soufflante dans un conduit annulaire avec écoulement axial

uniforme, a été obtenu au paragraphe 1.2.3 (équation (1.24)). On rappelle que la pression acoustique dans le conduit peut s'écrire sous la forme :

$$p(\mathbf{x}, t) = \int_{-T}^{+T} \int_{S_p(t_0)} \frac{\partial G(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_{0i}} f_i dS(\mathbf{x}_0) dt_0, \quad (3.20)$$

où  $\mathbf{x} = (x_d, r_d, \theta_d)$  est la position de l'observateur placé dans le conduit, et  $\mathbf{x}_0 = (x'_d, r'_d, \theta'_d)$  est la position des sources acoustiques réparties sur les aubes. La surface d'intégration  $S_p$  correspond uniquement aux parois des aubes du stator. La force  $\mathbf{f}$  est la force exercée par l'aube sur le fluide par unité de surface. Pour les deux configurations considérées de la figure 3.3, on définit la normale à la surface de l'aube  $\mathbf{n}$  dirigée de l'intrados vers l'extrados. De plus, l'écoulement étant supposé non visqueux, la force est seulement liée à la répartition de pression sur l'intrados et l'extrados de l'aube, d'où :

$$\mathbf{f}_{aube/fluide} = -f\mathbf{n} = P_{in}\mathbf{n}_i + P_{ex}\mathbf{n}_e. \quad (3.21)$$

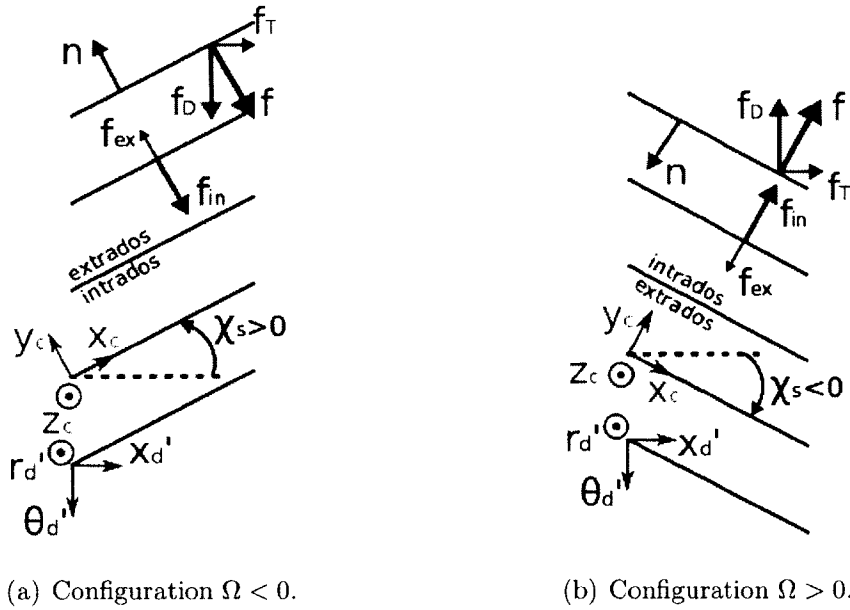


Figure 3.3 Définition des forces sur l'aube de stator, pour les deux configurations étudiées.

En assimilant l'aube à une plaque plane, les normales deviennent opposées ( $\mathbf{n}_e = -\mathbf{n}_i = \mathbf{n}$ ), et

$$f = \Delta P = P_{in} - P_{ex}. \quad (3.22)$$

Cette force peut se décomposer dans le repère  $(x'_d, r'_d, \theta'_d)$  en une force de poussée  $f_T$  (*Thrust*) selon l'axe du conduit et une force de traînée  $f_D$  (*Drag*) dans la direction azimutale :

$$\mathbf{f} = (f_T, 0, f_D) = (-\operatorname{sgn}(\Omega)f \sin \chi_s, 0, -\operatorname{sgn}(\Omega)f \cos \chi_s). \quad (3.23)$$

La décomposition de l'équation (3.23) correspond à celle de Goldstein [52] (p. 193) pour laquelle  $\chi_s > 0$ . Cette décomposition conduit à la relation :

$$\frac{\partial G}{\partial x_{0i}} f_i = \frac{\partial}{\partial x'_d} f_T + \frac{1}{r'_d} \frac{\partial G}{\partial \theta'_d} f_D = -\operatorname{sgn}(\Omega) \left( \frac{\partial G}{\partial x'_d} \sin \chi_s + \frac{1}{r'_d} \frac{\partial G}{\partial \theta'_d} \cos \chi_s \right) f. \quad (3.24)$$

En utilisant la fonction de Green  $G$  adaptée au problème explicitée dans l'équation (1.23), l'équation (3.24) devient :

$$\frac{\partial G}{\partial x_{0,i}} f_i = \operatorname{sgn}(\Omega) i \left( \frac{m}{r'_d} \cos \chi_s - \gamma_{x_d, m, \mu}^{\pm} \sin \chi_s \right) G f. \quad (3.25)$$

Les sources acoustiques étant fixes dans le repère absolu, les intégrations temporelles et surfaciques de l'équation (3.20) peuvent être interverties. La pression acoustique rayonnée dans le conduit s'écrit finalement, dans le cadre du bruit tonal, sous la forme :

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{\operatorname{sgn}(\Omega)}{4\pi} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} \frac{E_{m,\mu}(r_d) e^{im\theta_d} e^{-i\gamma_{x_d, m, \mu}^{\pm} x_d}}{\Gamma_{m,\mu} \kappa_{m,\mu}} \iint_{S(\mathbf{x}_0)} H_{m,\mu}(r'_d) e^{-im\theta'_d} \int_{-T}^T \Delta P(\mathbf{x}_0, t_0) e^{isB\Omega t_0} dt_0 e^{-i(sB\Omega t - \gamma_{x_d, m, \mu}^{\pm} x'_d)} dS(\mathbf{x}_0), \quad (3.26)$$

où

$$H_{m,\mu}(r'_d) = \left( -\frac{m}{r'_d} \cos \chi_s + \gamma_{x_d, m, \mu}^{\pm} \sin \chi_s \right) E_{m,\mu}(r'_d). \quad (3.27)$$

D'après la convention sur la transformée de Fourier en temps de l'équation (1.5), et sachant que  $T$  est grand devant les échelles caractéristiques du phénomène, on reconnaît que :

$$\int_{-T}^T \Delta P(\mathbf{x}_0, t_0) e^{isB\Omega t_0} dt_0 = 2\pi \Delta \hat{P}(\mathbf{x}_0, sB\Omega). \quad (3.28)$$



Par ailleurs, l'équation (3.14) permet d'exprimer le saut de pression de l'aube numéro  $\nu$  en fonction de celui de l'aube 0. Par conséquent, à l'aide de la relation (3.15), l'intégrale des sauts de pression sur les surfaces de toutes les aubes peut s'exprimer uniquement sous la forme d'une intégration sur  $S_0$ , la surface de l'aube numéro 0 :

$$\begin{aligned}
I &= \iint_{S(\mathbf{x}_0)} H_{m,\mu}(r'_d) e^{+i\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm x'_d} e^{-im\theta'_d} \Delta \hat{P}(\mathbf{x}_0, sB\Omega) dS(\mathbf{x}_0) \\
&= \sum_{\nu=0}^{V-1} \iint_{S_0(\mathbf{x}_0)} H_{m,\mu}(r'_d) e^{i\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm x'_d} e^{-im\theta'_{d',\nu}} \Delta \hat{P}_0(\mathbf{x}_0, sB\Omega) e^{i\nu\sigma} dS_0(\mathbf{x}_0) \\
&= \sum_{\nu=0}^{V-1} e^{2\pi i\nu(m-sB)/V} \iint_{S_0(\mathbf{x}_0)} H_{m,\mu}(r'_d) e^{i\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm x'_d} e^{-im\theta'_{d',0}} \Delta \hat{P}_0(\mathbf{x}_0, sB\Omega) dS_0(\mathbf{x}_0). \quad (3.29)
\end{aligned}$$

Le terme somme vaut  $V$  pour tous les entiers relatifs  $z$  tels que :  $m - sB = zV$ , sinon il est nul. On peut donc le remplacer par  $V$ , et n'utiliser par la suite que les indices azimutaux  $m$  tels que :

$$m = sB + zV, \quad z \in \mathbb{Z}. \quad (3.30)$$

Cette relation (3.30) spécifie les seuls modes acoustiques azimutaux excités par l'interaction rotor-stator, souvent définie comme la règle de Tyler et Sofrin [159]. L'intégrale du saut de pression sur la surface d'une aube est ensuite réalisée via le changement de variables du repère du conduit  $\mathcal{R}_d$  ( $x'_d, r'_d, \theta'_d$ ) au repère de la grille  $\mathcal{R}_c$  ( $x_c, y_c, z_c$ ), représentés sur les figures 3.1(a) et 3.1(b). Les termes de phase de l'équation (3.29) peuvent se mettre sous la forme :

$$e^{-im\theta'_d} e^{i\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm x'_d} = e^{-i\mathbf{k}_d \mathbf{x}_0}, \quad (3.31)$$

où le vecteur d'onde acoustique dans le repère du conduit vaut :  $\mathbf{k}_d = (-\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm, 0, m/r'_d)$ . Or les repères de conduit et de grille sont liés par la relation :

$$\begin{bmatrix} x_c \\ y_c \\ z_c \end{bmatrix} = Q \begin{bmatrix} x'_d \\ r'_d \\ r'_d \theta'_d \end{bmatrix}, \quad (3.32)$$

la matrice de passage  $Q$  valant :

$$Q = \begin{bmatrix} \cos \chi_s & 0 & -\sin \chi_s \\ -\sin \chi_s & 0 & -\cos \chi_s \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.33)$$

Ainsi le nombre d'onde dans le repère de la grille  $\mathbf{k}_c$  vaut :

$$\mathbf{k}_c = \begin{bmatrix} k_{m,\mu,x_c}^\pm \\ k_{m,\mu,y_c}^\pm \\ k_{m,\mu,z_c}^\pm \end{bmatrix} = Q \times \mathbf{k}_d = \begin{bmatrix} -\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm \cos \chi_s - \frac{m}{r'_d} \sin \chi_s \\ \gamma_{x_d,m,\mu}^\pm \sin \chi_s - \frac{m}{r'_d} \cos \chi_s \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.34)$$

Finalement, l'intégration sur la surface de l'aube se fait sur les coordonnées  $(x_c, z_c)$  ( $y_c = 0$ ). Sachant que  $\mathbf{k}_d \mathbf{x}_0 = \mathbf{k}_c \mathbf{x}_c$ , l'équation (3.31) devient :

$$e^{-i\mathbf{k}_d \mathbf{x}_0} = e^{-ik_{m,\mu,x_c}^\pm} \quad \text{avec} \quad \boxed{k_{m,\mu,x_c}^\pm = -\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm \cos \chi_s - \frac{m}{r'_d} \sin \chi_s}. \quad (3.35)$$

Il est intéressant de noter que le nombre d'onde acoustique selon la corde  $k_{m,\mu,x_c}^\pm$  garde la même expression quelle que soit la direction de rotation de la soufflante, puisque  $m$  et  $\sin \chi_s$  changent de signes en même temps. Finalement, la pression acoustique rayonnée dans le conduit s'écrit, à partir des équations (3.26), (3.28), (3.29) et (3.35) :

$$p^\pm(\mathbf{x}, t) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} E_{m,\mu}(r_d) e^{im\theta_d} e^{-i\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm x_d} P_{m,\mu}^\pm(sB\Omega) e^{-isB\Omega t}, \quad (3.36)$$

où  $P_{m,\mu}^\pm$  est le coefficient modal de pression acoustique de l'harmonique  $s$  et du mode de conduit  $(m, \mu)$ . Afin de toujours manipuler une fréquence positive ( $|\Omega| > 0$ ) dans le terme de phase, on effectue un changement de variable sur  $s$  si  $\Omega < 0$ , ce qui conduit à :

$$p^\pm(\mathbf{x}, t) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} E_{m,\mu}(r_d) e^{im\theta_d} e^{-i\gamma_{x_d,m,\mu}^\pm x_d} P_{m,\mu}^\pm(sB|\Omega|) e^{-isB|\Omega|t}, \quad (3.37)$$

où  $P_{m,\mu}^\pm$  s'exprime sous la forme :

---


$$P_{m,\mu}^\pm(sB|\Omega|) = \frac{\text{sgn}(\Omega) V}{2\Gamma_{m,\mu}\kappa_{m,\mu}} \int_{R_H}^{R_T} \left( -\frac{m}{r'_d} \cos \chi_s + \gamma_{x_d,m,\mu}^\pm \sin \chi_s \right) E_{m,\mu}(r'_d) \int_{x_{cBA}}^{x_{cBF}} \Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|) e^{-ik_{m,\mu,x_c}^\pm x_c} dx_c dr'_d. \quad (3.38)$$

$x_{cBA}$  et  $x_{cBF}$  sont les coordonnées des bords d'attaque et de fuite dans le repère de la grille. De plus, suite au changement de variable sur  $s$ , les équations (3.15), (3.19) et (3.30) deviennent :

$$\boxed{\sigma = -\text{sgn}(\Omega) \frac{2\pi sB}{V}}, \quad (3.39)$$

$$\boxed{m_g = \text{sgn}(\Omega) sB}, \quad (3.40)$$

$$\boxed{m = \text{sgn}(\Omega) sB + zV, \quad z \in \mathbb{Z}}. \quad (3.41)$$

On notera que pour  $z = 0$ , on a  $m = \text{sgn}(\Omega) sB = m_g$  correspondant à l'indice du mode exciteur co-rotatif : négatif pour une vitesse de rotation négative, positif sinon. En pratique, pour une harmonique  $s$  donnée, la pression acoustique est calculée en champ lointain seulement pour les modes de conduit passants (i.e. vérifiant  $2\pi f_{c,m,\mu} < sB|\Omega|$  (voir équation (1.16))) et excités (i.e. vérifiant la relation (3.41)).

### 3.2.3 Réponse de grille

#### Réponse de grille unitaire

La pression acoustique en conduit a pour source les sauts de pression sur les aubes. Il a été montré qu'il suffit de connaître le saut de pression sur l'aube de stator numéro 0 :  $\Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|)$ . Celui-ci peut provenir directement d'un calcul numérique, comme on le verra dans la section 3.3, ou bien d'un modèle analytique comme la réponse de grille développée par Posson *et al.* [133], énoncée au paragraphe 1.3.5 ou celle de Ventres *et al.* [161] (paragraphe 1.3.3). Le calcul analytique fournit un saut de pression  $\Delta \hat{P}_{0,uni}(x_c, z_c, sB|\Omega|)$ , réponse à une rafale unitaire caractérisée par son vecteur d'onde qui ne dépend que de  $\sigma$ , de  $k_r$  et de  $sB|\Omega|$ . D'après le paragraphe 3.2.1, dans le cas d'une excitation 2D, seul le coefficient  $\hat{W}_s(r_d)$  contribue à la réponse de la grille à la  $s^{ieme}$  harmonique de la BPF, et le saut de pression dans la bande centrée en  $r_d$  s'écrit :

$$\Delta \hat{P}_0(x_c, \sigma, sB|\Omega|, r_d) = \hat{W}_s(r_d) \Delta \hat{P}_{0,uni}(x_c, \sigma, sB|\Omega|). \quad (3.42)$$

Si l'excitation est également décomposée dans la direction radiale (équation (3.7)), le saut de pression en  $r_d$  s'écrit :

$$\Delta \hat{P}_0(x_c, \sigma, sB|\Omega|, r_d) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \hat{W}_{s,p} \Delta \hat{P}_{0,uni}(x_c, \sigma, k_{zc}(p), sB|\Omega|) e^{ik_r r_d}. \quad (3.43)$$

Dans le cas d'une aube sans flèche traité ici (voir l'annexe B pour le détail de la formulation avec flèche), les directions  $r_d$  et  $z_c$  sont confondues ( $k_{zc}(p) = k_r$ ). En négligeant la composante radiale de l'écoulement,  $U_{zc} = 0$ , le nombre d'onde radial n'intervient que dans le terme  $\kappa_e$  de la réponse de grille défini au paragraphe 1.3.4 :  $\kappa_e^2 = \kappa^2 - (k_{zc}/\beta)^2$ . Ainsi la relation :

$$\Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, \sigma, k_{zc}, sB|\Omega|) = \Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, \sigma, -k_{zc}, sB|\Omega|) \quad (3.44)$$

est vérifiée, permettant de réduire le temps de calcul en ne considérant que les  $k_{zc}$  positifs.

### Réponse de grille avec calage négatif

Le modèle traité dans ce chapitre est le modèle de Posson *et al.* [133] généralisé pour un signe quelconque de la vitesse de rotation. Dans [133], la réponse de grille a été développée pour le cas d'une soufflante à vitesse de rotation négative correspondant au schéma de la figure 3.1(a). Dans ce cas, le calage  $\chi_s > 0$  d'où  $d = g_s \sin \chi_s > 0$ . Or l'expression analytique de la réponse de grille n'est valide que pour  $0 \leq d \leq C$ . Elle doit donc être généralisée au cas de la figure 3.1(b) où  $d < 0$ . Cependant, considérer une rafale de phase inter-aubes  $\sigma$  incidente sur une grille d'aubes de calage  $+\chi_s$  est équivalent à étudier une rafale de phase inter-aubes  $-\sigma$  incidente sur une grille de calage  $-\chi_s$ . Ce principe est illustré sur la figure 3.4, montrant également que les côtés intrados et extrados de la pale sont inversés par rapport à la direction  $y_c$  selon la configuration considérée. Le saut de pression de l'équation (3.22) est donc opposé entre les deux configurations. Finalement on peut écrire :

$$\Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, \sigma, d, sB|\Omega|) = -\Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, -\sigma, -d, sB|\Omega|). \quad (3.45)$$

Afin d'illustrer cette relation, la réponse de grille de Ventres *et al.* [161], dont l'implémentation est détaillée dans l'annexe A, peut être utilisée. En effet, celle-ci repose sur une méthode de résolution numérique par collocation, permettant à la valeur  $d$  de prendre une valeur quelconque. La figure 3.5 montre les parties réelle et imaginaire du saut de pression

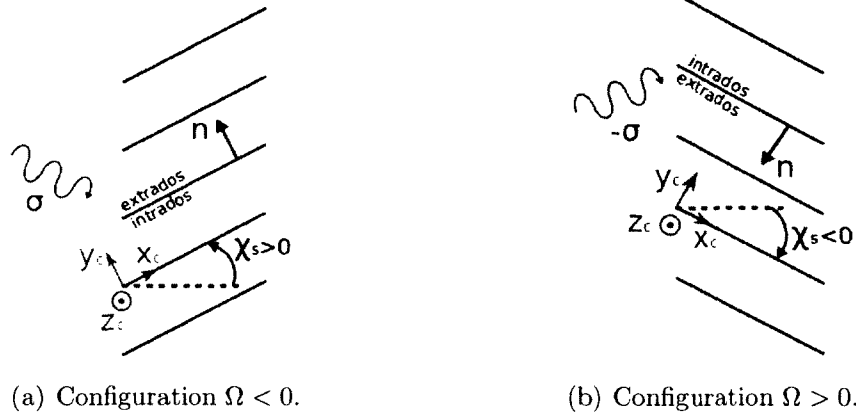


Figure 3.4 Symétrie d'une rafale incidente sur une grille d'aubes.

adimensionné à mi-envergure du compresseur CME2, pour l'harmonique  $s = 1$ . Le résultat donné par le modèle de Ventres (croix) est obtenu avec  $\sigma_1$  et  $\chi_s = -20^\circ$ , tandis que le saut de pression du modèle de Posson (lignes) est calculé avec  $-\sigma_1$  et  $\chi_s = +20^\circ$ . Les deux résultats correspondant parfaitement, la relation (3.45) est bien vérifiée, permettant en pratique de considérer une soufflante avec une vitesse de rotation positive en utilisant la réponse de grille de Posson *et al.* [133].

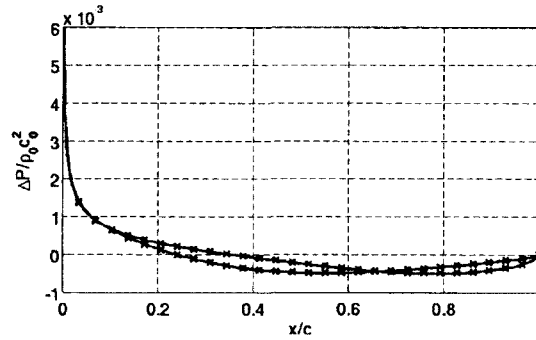


Figure 3.5 Saut de pression adimensionné à mi-envergure d'une aube de stator du compresseur CME2, pour  $s=1$ . Rouge : partie réelle. Noir : partie imaginaire. Croix : modèle de Ventres pour  $\sigma_1$  et  $\chi_s = -20^\circ$ . Lignes : modèle de Posson pour  $-\sigma_1$  et  $\chi_s = +20^\circ$ .

### 3.2.4 Puissance acoustique en conduit

Goldstein [52] donne l'expression de la puissance acoustique rayonnée à travers une section droite  $S_d$  du conduit :

$$\Pi^\pm = \int_{S_d} \langle I_{xd} \rangle dS_d, \quad (3.46)$$

où  $I_{xd}$  est la composante axiale du vecteur d'énergie et  $\langle I_{xd} \rangle$  l'intensité acoustique. Goldstein montre que  $I_{xd}$  s'écrit :

$$I_{xd} = (1 + M_{xd}^2)pu^* + \frac{M_{xd}}{\rho_0 c_0} pp^* + \rho_0 c_0 M_{xd} uu^*, \quad (3.47)$$

avec  $p$  et  $u$  la pression et la vitesse acoustique dans le conduit. En utilisant l'équation (3.37) et la relation entre  $p$  et  $u$  issue de l'équation de quantité de mouvement, Meyer et Envia [99] fournissent l'expression finale de la puissance acoustique :

$$\Pi^\pm = \frac{\Gamma_{m,\mu} \beta^4}{\rho_0 c_0^2} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} \frac{sB|\Omega|\kappa_{m,\mu}}{(sB|\Omega|/c_0 \pm M_{xd}\kappa_{m,\mu})^2} |P_{m,\mu}^\pm(sB|\Omega|)|^2. \quad (3.48)$$

En pratique, l'excitation est toujours réelle donc les coefficients de Fourier  $\hat{W}_s$  sont complexes conjugués, d'où la composante de la puissance associée à l'harmonique  $s$  vaut  $\Pi_s^\pm = \Pi_{-s}^\pm$ . On peut donc ne calculer que les harmoniques positives et multiplier par 2 le résultat. De plus,  $\Pi_s^\pm$  correspond à une puissance par radian (ou par unité de pulsation angulaire) [W.rad<sup>-1</sup>]. Afin d'obtenir un résultat en W par unité de fréquence, il convient de multiplier le second membre de l'équation (3.48) par  $2\pi$ . Enfin, il apparaît qu'il manque un facteur 1/2 dans l'expression de l'intensité acoustique donnée par Goldstein, nécessaire lorsque  $\hat{W}_s$  est fourni en terme d'amplitude et non pas de valeur efficace, pour prendre en compte la valeur moyenne d'un cosinus au carré. Finalement la puissance acoustique rayonnée à travers une section droite du conduit s'écrit :

$$\Pi^\pm = 2\pi \sum_{s=1}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} \Pi_{s,m,\mu}^\pm, \quad (3.49)$$

avec

$$\Pi_{s,m,\mu}^\pm = \frac{\Gamma_{m,\mu} \beta^4}{\rho_0 c_0^2} \frac{sB|\Omega|\kappa_{m,\mu}}{(sB|\Omega|/c_0 \pm M_{xd}\kappa_{m,\mu})^2} |P_{m,\mu}^\pm(sB|\Omega|)|^2, \quad (3.50)$$

et le coefficient modal de pression  $P_{m,\mu}^\pm$  est défini dans l'équation (3.38).

### 3.2.5 Réponse de grille avec effets de cambrure

Comme le montrent Peake et Kerschen [117] et Evers et Peake [41] sur des grilles d'aubes, la cambrure de l'aube du stator a un effet significatif sur la génération et le rayonnement du bruit tonal. En effet, la cambrure modifie les sources acoustiques lors de l'interaction de l'excitation avec l'aube (par rapport à l'interaction avec une plaque plane), ainsi que la position des dipôles équivalents considérés lors du rayonnement acoustique. Or le modèle de grille développé jusqu'ici considère les aubes comme des plaques planes, empêchant donc de prendre en compte tout effet de cambrure dans le calcul acoustique. Une modification du modèle est donc proposée afin de considérer les effets de cambrure. Les aspects théoriques présentés par Blandeau *et al.* [10] sont introduits ici, et cette méthode sera évaluée dans la section 3.7 sur le cas du compresseur CME2. Le modèle de Posson *et al.* [133] fournit l'intégrale du saut de pression selon la corde incluant le terme de phase de rayonnement, en réponse à une rafale incidente :

$$L_{s,m,\mu} = \int_{x_{cBA}}^{x_{cBF}} \Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|) e^{-ik_{m,\mu,x_c} x_c} dx_c. \quad (3.51)$$

Or d'après Posson *et al.* [133], cette intégrale de charge est calculée comme la somme de douze termes, répartis tout au long de la grille rectiligne :

$$L_{s,m,\mu} = \sum_{q=1}^{12} L_{q,s,m,\mu}. \quad (3.52)$$

Comme schématisé sur la figure 3.6, les termes  $L_{q,s,m,\mu}$  pour  $q = 1$  à 5 sont calculés sur  $0 \leq x_c \leq d$ , pour  $q = 6$  sur  $0 \leq x_c \leq C - d$ , pour  $q = 7$  à 9 sur  $d \leq x_c \leq C$  et pour  $q = 10$  à 12 sur  $C - d \leq x_c \leq C$ . On peut alors considérer les termes 1 à 6 comme des termes liés au bord d'attaque (L1:L6), et les termes 7 à 12 (L7:L12) comme des termes de bord de fuite. En réalité, cette séparation n'est pas aussi nette puisque, d'une part, les termes 6 à 9 se recouvrent sur la distance  $d$  à  $C - d$ . D'autre part, les termes proviennent en réalité d'effets de diffraction de bord d'attaque et/ou de bord de fuite avec de possibles rétro-actions. Il faudrait donc en toute rigueur réécrire complètement le problème en faisant varier continuellement les angles de calages au bord d'attaque et au bord de fuite. On pourrait choisir de développer toutes les interactions de bord d'attaque avec la géométrie du bord d'attaque, et toutes les interactions de bord de fuite avec la géométrie du bord de fuite. Toutefois cela nécessiterait une étude approfondie de la façon de traiter le problème de Wiener-Hopf, notamment l'application du théorème des résidus puisque

la coïncidence des zéros et des pôles ne serait plus assurée entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Une hypothèse de conduit lentement variable pourrait aussi être envisagée, permettant d'obtenir l'évolution des valeurs propres entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Cette approche complexe soulève de nombreuses questions théoriques et de mises en œuvre numériques. C'est pourquoi dans le cadre de cette étude une méthode plus simple a été retenue, consistant à calculer les termes de bord d'attaque sur une grille d'aubes calée avec l'angle du bord d'attaque  $\chi_{s,BA}$ , et les termes du bord de fuite sur une grille calée avec l'angle du bord de fuite  $\chi_{s,BF}$ . Ce principe est illustré sur la figure 3.6, sur laquelle les angles de calage des deux grilles correspondent respectivement à l'angle d'entrée  $\alpha_{BA}$  et l'angle de sortie  $\alpha_{BF}$  de l'aube.

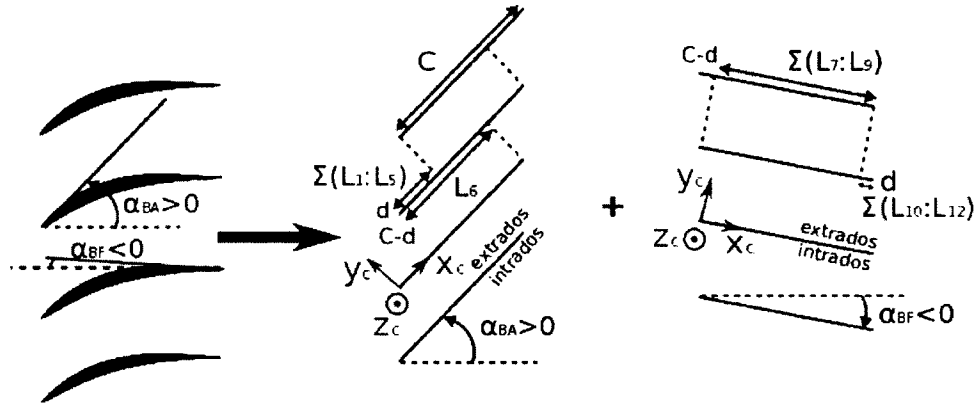


Figure 3.6 Schéma de principe de la méthode avec effets de cambrure : les douze termes d'intégrales de charge sont calculés sur deux grilles d'aubes, calées selon  $\alpha_{BA}$  et  $\alpha_{BF}$ .

L'amplitude modale de la pression acoustique en conduit du mode  $(m, \mu)$  à la fréquence  $sB|\Omega|$ , initialement fournie par l'équation (3.38), s'exprime désormais sous la forme :

$$P_{m,\mu}^{\pm}(sB|\Omega|) = \frac{V}{2\Gamma_{m,\mu}K_{m,\mu}} \int_{R_H}^{R_T} E_{m,\mu}(r'_d) (S_{BA}^{\pm} + S_{BF}^{\pm}) dr'_d. \quad (3.53)$$

avec :

$$S_{BA}^{\pm} = \text{sgn}(\Omega) \left( -\frac{m}{r'_d} \cos \chi_{s,BA} + \gamma_{x_d,m,\mu}^{\pm} \sin \chi_{s,BA} \right) \sum_{q=1}^6 L_{q,s,m,\mu}, \quad (3.54)$$

$$S_{BF}^{\pm} = \text{sgn}(\Omega) \left( -\frac{m}{r'_d} \cos \chi_{s,BF} + \gamma_{x_d,m,\mu}^{\pm} \sin \chi_{s,BF} \right) \sum_{q=7}^{12} L_{q,s,m,\mu}. \quad (3.55)$$



---

Cette méthode n'est pas mathématiquement exacte. Elle fait notamment apparaître des discontinuités du saut de pression le long de la corde, aux positions  $d$  et  $C - d$  des deux grilles. Cependant elle permet de prendre en compte des effets de cambrure au premier ordre, ce qui sera évalué sur le cas réaliste du compresseur CME2 dans la section 3.7. Pour ce compresseur, il est indiqué dans le tableau 2.1 que les angles d'entrée  $\alpha_{BA}$  et de sortie  $\alpha_{BF}$  de l'aube sont de signes opposés. La méthode impose donc de calculer des sauts de pression sur deux grilles avec des angles de calage opposés. D'après le paragraphe 3.2.3, on sait qu'une symétrie du problème permet de calculer une réponse pour une grille calée négativement. Cependant d'après la figure 3.6, les côtés extrados et intrados de l'aube ne s'inversent pas d'une grille à l'autre par rapport à la direction  $y_c$ , contrairement au cas de la figure 3.4. La relation à utiliser s'écrit donc ici de manière différente de l'équation (3.45) sous la forme :

$$\Delta\hat{P}_0(x_c, z_c, \sigma, \alpha_{BF}, sB|\Omega|) = \Delta\hat{P}_0(x_c, z_c, -\sigma, -\alpha_{BF}, sB|\Omega|). \quad (3.56)$$

Il est important de noter que l'excitation aérodynamique est la même pour les deux grilles. Il est en effet choisi de conserver la vitesse normale à l'aube, calée selon son angle d'entrée  $\alpha_{BF}$ , pour le calcul de la réponse de chacune des grilles. Cela se justifie par le fait que l'excitation ne dépend pas de la cambrure, et impacte toujours le bord d'attaque en premier. La vitesse moyenne hors sillage est quant à elle toujours supposée alignée avec les plaques des grilles équivalentes, et vaut donc la norme de la vitesse dans le plan déroulé (équation (B.16)), et ce principe est conservé lorsque la configuration est plus complexe (équations (B.27) et (B.28)).

## 3.3 Mise en place de la méthode CAA

### 3.3.1 Sources acoustiques réelles

Cette section vise à détailler la méthode CAA développée dans ce projet, qui sera utilisée dans la suite de l'étude. Cette méthode suit l'approche indirecte de la figure 1.6, puisque l'objectif consiste à employer des outils CFD classiques pour obtenir les sources acoustiques. Les simulations instationnaires décrites au chapitre 2 permettent d'enregistrer au cours du temps la pression sur la surface des aubes du stator. Comme décrit dans la section 1.4, ces fluctuations de pression correspondent aux sources acoustiques du bruit tonal d'interaction rotor-stator. Ces sources sont considérées comme réalistes, puisqu'elles prennent en compte la vraie géométrie de l'aube et les propriétés réelles du fluide. Dans le

cas de la configuration simplifiée d'un compresseur axial (section 2.3), la pression statique a été enregistrée sur tous les points de maillage de l'aube pendant 21 passages de pale du rotor, pour les trois conditions considérées. Concernant le compresseur CME2 (section 2.4), la pression statique a été enregistrée sur tous les points de maillage d'une aube pendant 12 passages de pale du rotor. En négligeant la contribution des forces visqueuses sur la surface de l'aube, les fluctuations de forces sur l'aube par unité de surface correspondent aux fluctuations de pression sur les surfaces intrados et extrados, et en négligeant les effets d'épaisseur correspondent aux fluctuations de saut de pression sur aube (équation (3.22)). Dans le cas de la plaque plane, dont les côtés intrados et extrados sont discrétisés de manière identique, le calcul des fluctuations du saut de pression est direct. Cependant, dans le cas de la géométrie réelle de l'aube du CME2, la figure 3.7 schématise la mise en œuvre de ce calcul. En effet, les abscisses curvilignes extrados  $s_e$  et intrados  $s_i$  sont introduites et adimensionnées par leur valeur maximale respective. La différence de pression est calculée à abscisse curviligne adimensionnée identique de chaque côté de l'aube. En prenant par exemple la discrétisation extrados comme référence, la pression sur l'intrados doit donc être interpolée aux points correspondants. On applique ensuite une transformée de Fourier à chacun des signaux temporels de saut de pression sur toute la pale, afin d'obtenir les sources acoustiques dans le domaine fréquentiel<sup>1</sup>.

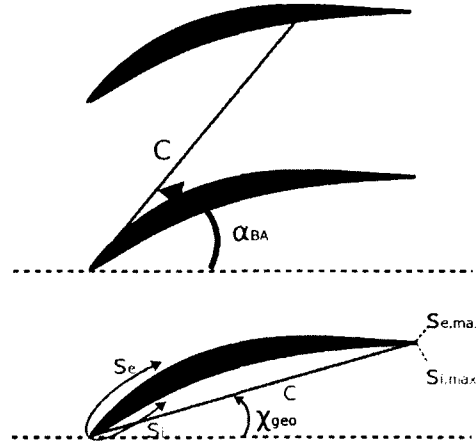


Figure 3.7 Abscisses curvilignes  $s_e$  et  $s_i$  sur les surfaces extrados et intrados de l'aube.

Dans le cas du compresseur simplifié, quelques spectres du saut de pression ont déjà été présentés et analysés au paragraphe 2.3.3. La figure 3.8 montre les spectres du saut de pression adimensionné enregistrés sur l'aube du compresseur CME2 au cours de la simulation URANS, en deux points le long de la corde à mi-envergure. Les amplitudes des sources sont plus élevées près du bord d'attaque qu'à mi-corde, ce qui confirme de nouveau,

<sup>1</sup>Le modèle acoustique étudié est en effet dérivé dans le domaine fréquentiel.

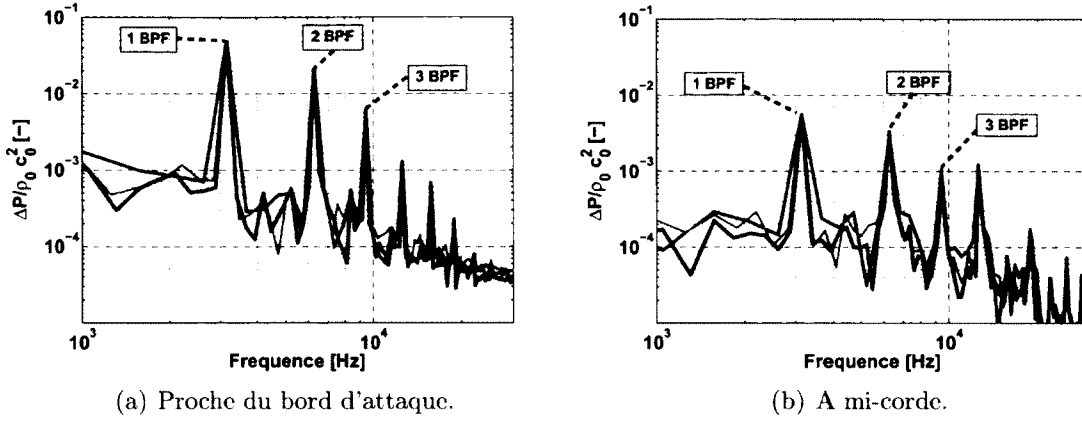


Figure 3.8 Amplitude du spectre du saut de pression adimensionné en deux points de l'aube du compresseur CME2, à mi-envergure. Vert : enregistrement sur 6 BPP. Rouge : enregistrement sur 10 BPP. Noir : enregistrement sur 12 BPP.

suite à la figure 2.28, que le bruit d'interaction rotor-stator est principalement créé près du bord d'attaque. La résolution fréquentielle dépend de la durée d'enregistrement, ce qui est illustré sur la figure 3.8. En effet, lorsque cette durée varie de 6 périodes de passages de pale (BPP) (courbe verte) à 12 BPP (courbe noire), la résolution passe de 525 Hz à 263 Hz. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 5000 points par période de passage de pale, donnant une fréquence maximale d'étude de  $7.9 \times 10^6$  Hz avec le théorème de Nyquist, c'est à dire bien supérieure aux fréquences étudiées ici (3 BPF = 9450 Hz). Les pics correspondant au phénomène étudié se détachent nettement des spectres pour les trois durées d'enregistrement, et semblent indiquer que la simulation résout les harmoniques au moins jusqu'à 6 BPF. Pourtant, d'après le paragraphe 2.4.3, la densité du maillage assure une résolution correcte des harmoniques de l'excitation jusqu'à 3 BPF. Au-delà, et compte-tenu de l'ordre deux du schéma spatial utilisé, l'excitation est soumise à une dissipation et une dispersion significatives lors de sa convection [173], rendant les valeurs enregistrées sur l'aube non réalistes pour ces harmoniques. C'est pourquoi seules les trois premières raies du spectre sont conservées dans la suite. Par ailleurs, les pics s'affinent en passant de 6 BPP à 10 BPP, alors qu'ils sont quasiment identiques entre 10 BPP et 12 BPP. Un zoom montre également que les valeurs des maximas convergent. Par conséquent, l'enregistrement sur douze passages de pale est considéré convergé en fréquences pour les raies observées, et seul ce dernier est utilisé dans la suite de l'étude. Les fluctuations de pression sur la plaque plane étant enregistrées pendant 21 passages de pale, et la fréquence fondamentale étant quasiment égale à celle du CME2, celles-ci sont également convergées dans le domaine fréquentiel. Finalement les sources acoustiques  $\Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|)$  correspondent à la valeur de la transformée de Fourier du signal temporel à la  $s^{ieme}$  harmonique de la BPF. Les

---

répartitions des sources acoustiques réelles sur les aubes sont présentées dans les sections suivantes.

### 3.3.2 Deux approches pour le rayonnement acoustique

A la suite du calcul des sources acoustiques numériques, la deuxième partie de la méthode CAA consiste à les rayonner dans le conduit, en utilisant l'analogie acoustique de Goldstein vue au paragraphe 1.2.3. Dans le modèle acoustique, cette analogie s'applique à une distribution de dipôles répartis sur une plaque plane représentant l'aube de stator. Dans le cas de l'étude sur le compresseur simplifié, les sources acoustiques sont simplement projetées sur la corde de la plaque plane. Celles-ci sont ensuite intégrées selon la corde, puis selon l'envergure, selon l'équation (3.37), afin de fournir la pression et la puissance acoustique rayonnées en conduit. Dans le cas de l'aube du CME2, les sources sont obtenues selon une abscisse curviligne moyenne dans le plan aube à aube. Deux approches différentes, schématisées sur la figure 3.9, ont été développées afin de rayonner ces sources dans le conduit annulaire. D'une part, les sources sont projetées sur la corde de l'aube, en gardant la distribution des dipôles de l'abscisse curviligne adimensionnée. L'angle de calage de la plaque équivalente est ensuite fixé à la valeur de l'angle de la tangente à la ligne de cambrure moyenne de l'aube au bord d'attaque, appelé angle d'entrée de l'aube :  $\chi_s = \alpha_{BA}$ . La pertinence de ce choix, par rapport à l'angle de calage géométrique  $\chi_{geo}$  par exemple, a été démontrée dans le cadre d'une collaboration avec Blandeau *et al.* [10], et s'explique physiquement par le fait que le bruit d'interaction rotor-stator est principalement créé au bord d'attaque de l'aube. D'autre part, la cambrure de la ligne moyenne étant connue, l'angle de la tangente en chaque point où se trouve un dipôle peut être pris en compte dans le rayonnement. Tout revient alors à considérer un angle de calage équivalent variant selon la corde, entre les valeurs  $\alpha_{BA}$  et  $\alpha_{BF}$ . Cette méthode, dite à calage variable, permet de rayonner des sources acoustiques réelles selon la vraie cambrure de l'aube et représente donc une méthode plus fidèle à la réalité que la distribution de sources sur une plaque plane. Il faut également noter que les sources numériques sont obtenues sur la vraie géométrie de l'aube ; sa cambrure est donc prise en compte dans l'étape de génération des sources. Cette méthode servira notamment à évaluer le modèle avec effets de cambrure présenté au paragraphe 3.2.5. La méthode de rayonnement avec plaque plane, correspondant à celle du modèle acoustique (équation (3.37)), sera utilisée pour des comparaisons acoustiques entre des sources différentes mais avec une seule méthode de rayonnement.

Dans la méthode de rayonnement prenant en compte la cambrure réelle de l'aube, l'angle de calage équivalent  $\chi_s(x_c, z_c)$  dépend de la coordonnée selon la corde. L'équation (3.37)

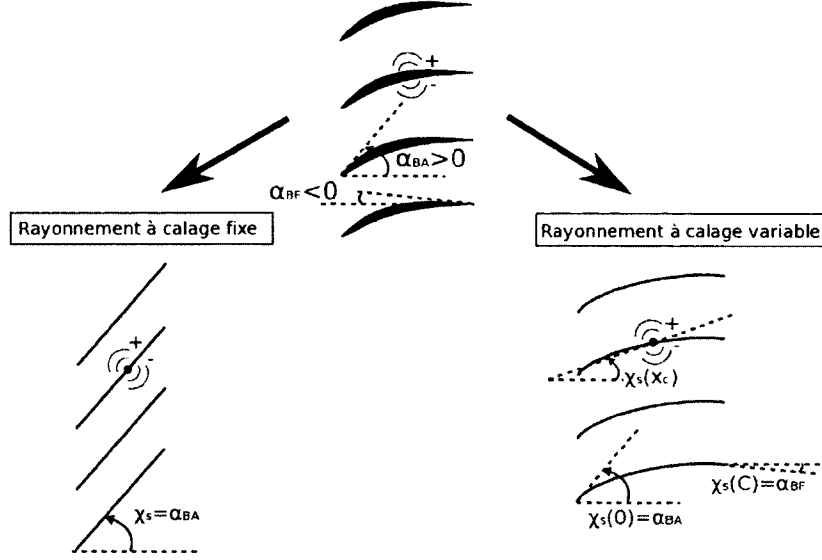


Figure 3.9 Méthode CAA : deux approches pour le rayonnement acoustique.

donnant la pression acoustique rayonnée dans le conduit doit donc être modifiée en conséquence, l'amplitude modale de la pression s'écrivant dorénavant sous la forme :

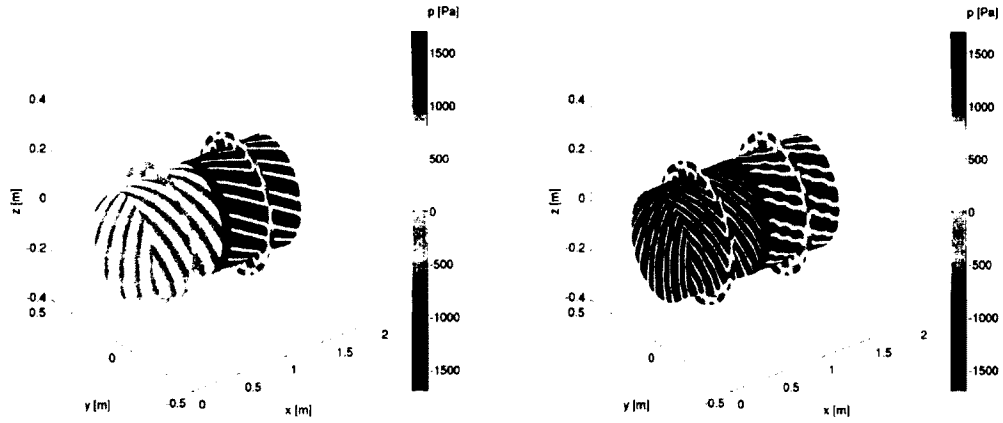
$$P_{m,\mu}^{\pm}(sB|\Omega|) = \frac{\text{sgn}(\Omega)V}{2\Gamma_{m,\mu}\kappa_{m,\mu}} \int_{R_H}^{R_T} E_{m,\mu}(r'_d) \int_{x_{cBA}}^{x_{cBF}} \left( -\frac{m}{r'_d} \cos \chi_s(x_c) + \gamma_{x_d,m,\mu}^{\pm} \sin \chi_s(x_c) \right) \Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|) e^{-ik_{m,\mu,x_c}^{\pm} x_c} dx_c dr'_d, \quad (3.57)$$

où  $k_{m,\mu,x_c}^{\pm}$  dépend également de  $\chi_s(x_c)$ , d'après l'équation (3.35). Afin d'illustrer les approches de rayonnement acoustique de la méthode CAA développée, la figure 3.10 présente la pression acoustique rayonnée (sa partie réelle) en conduit en amont et en aval du stator, à partir des sources acoustiques réelles extraites de la simulation URANS du compresseur CME2, à l'instant  $t = 0$ , pour chacune des fréquences considérées. Les figures de gauche correspondent au rayonnement sur plaques planes (équation (3.37)) tandis que les figures de droite représentent la pression acoustique rayonnée sur les lignes de cambrure moyennes des aubes (équation (3.57)). La bande noire coïncide avec la position du stator, et la pression est tracée sur une surface à iso-rayon proche du pied du conduit (1% de l'envergure), s'étendant 10 cordes en amont et en aval du stator. Comme attendu, seul l'ordre azimutal  $m = 10$  est excité et rayonné à 1 BPF. Le champ acoustique se structure en une combinaison de modes azimutaux pour les fréquences plus élevées (voir le tableau 3.2 donnant l'ensemble des modes de conduit passants et excités pour la configuration du compresseur

---

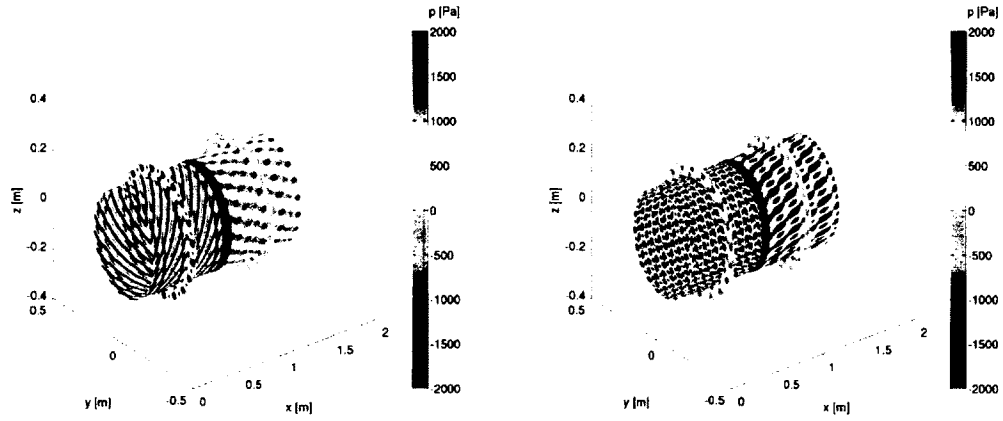
CME2). Des coupes dans le conduit à abscisse axiale constante permettent d'observer le comportement radial du champ. Celui-ci correspond effectivement à une combinaison des modes  $\mu = 0$  et  $\mu = 1$  à 1 BPF, et à une combinaison d'un plus grand nombre de modes radiaux pour les harmoniques supérieures. Par ailleurs, la figure 3.10 montre que la répartition des sources sur le stator a un effet important sur le rayonnement acoustique, à la fois sur les niveaux de pression acoustique et la forme du champ. En effet, même si les mêmes modes de conduit sont présents dans les deux méthodes de rayonnement, leur amplitude respective varie occasionnant différentes figures d'interférences.

A partir de la pression acoustique, la puissance rayonnée à travers une section droite du conduit peut également être calculée. Afin d'illustrer plus en détail les modes acoustiques présents dans cette configuration, la figure 3.11 présente la puissance acoustique  $\Pi_{s,m,\mu}^{\pm}$  rayonnée par chaque mode  $(m, \mu)$ , à chaque harmonique. De nouveau, les deux méthodes de rayonnement sont comparées, les barres grises correspondant au rayonnement sur plaques planes, et les barres bleues au rayonnement avec calage variable. Comme le montre l'équation (3.50), la puissance rayonnée en amont diffère de celle rayonnée en aval, à cause de l'écoulement axial présent dans le conduit, supposé identique de chaque côté du stator. Les figures 3.11(a) et 3.11(b) montrent qu'un seul mode de conduit azimuthal est présent à 1 BPF, illustré sur les figures 3.10(a) et 3.10(b) sur la surface à iso-rayon. De plus le mode radial  $\mu = 1$  crée une annulation en envergure, visible sur les sections du conduit des mêmes figures. Etant donné le sens de rotation négatif du rotor (figure 2.15 par exemple), et selon la convention définie à l'équation (3.41), les deux modes à 1 BPF sont donc contra-rotatifs. Le nombre de modes de conduit passants augmente avec la fréquence comme le montre la figure 3.11. Il apparaît effectivement que les puissances modales varient significativement selon la méthode de rayonnement utilisée, expliquant les différentes cartographies du champ acoustique de la figure 3.10.



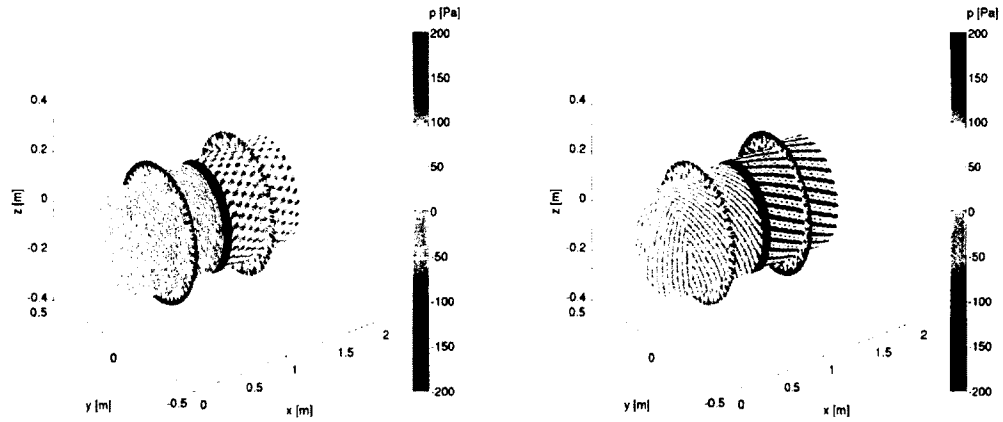
(a) 1 BPF, calage fixe.

(b) 1 BPF, calage variable.



(c) 2 BPF, calage fixe.

(d) 2 BPF, calage variable.



(e) 3 BPF, calage fixe.

(f) 3 BPF, calage variable.

Figure 3.10 Partie réelle de la pression acoustique rayonnée en conduit, pour la fréquence fondamentale et les deux premières harmoniques de la BPF, à l'instant  $t = 0$ . Surface à iso-rayon près du pied du conduit et coupes droites dans le conduit. Gauche : rayonnement sur plaques planes, droite : rayonnement sur lignes de cambrure moyennes, à partir des mêmes sources numériques.

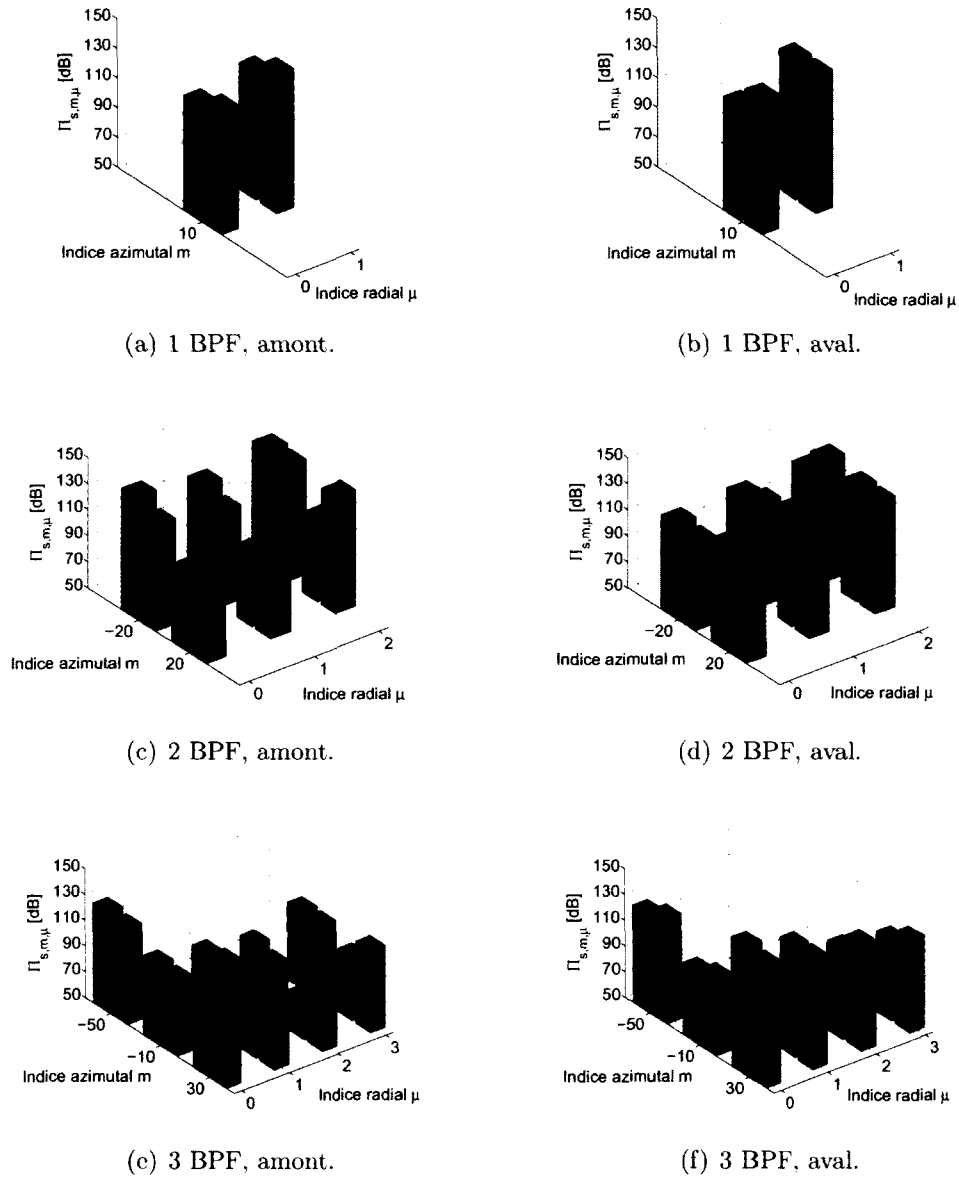


Figure 3.11 Puissances acoustiques modales rayonnées en amont et en aval du stator. Gris : rayonnement sur plaques plane, bleu : rayonnement sur lignes de cambrure moyennes, à partir des mêmes sources numériques.



---

## 3.4 Effets technologiques sur la prédiction du bruit tonal

### 3.4.1 Comparaisons des sources acoustiques

Comme cela est expliqué dans la section 2.3, plusieurs simulations aérodynamiques sont réalisées sur une configuration simplifiée d'un étage rotor-stator afin d'évaluer certaines hypothèses du modèle acoustique de la section 3.2. En particulier, pour le calcul des sources, ce dernier modélise les aubes du stator comme des plaques planes sans épaisseur, placées dans un écoulement non visqueux, mais introduit une condition de Kutta visant à traiter les effets visqueux au bord de fuite. Les trois simulations sur la grille annulaire de plaques planes permettent donc d'évaluer les hypothèses de non épaisseur et de non viscosité du fluide par comparaisons avec des résultats du modèle. Les chargements instationnaires sur les plaques, ou sources acoustiques, sont tout d'abord comparés à la fréquence fondamentale de passage de pale et ses deux premières harmoniques. Les sauts de pression numériques sont extraits et calculés suivant la méthode présentée au paragraphe 3.3. Les sources analytiques correspondent au  $\Delta\hat{P}_0(x_c, r_d, \sigma, sB|\Omega|)$  de l'équation (3.42), calculées avec une excitation 2D seulement. En effet, des tests ont montré que la décomposition radiale de l'excitation n'a aucune influence sur ce cas test. Ceci s'explique par la faible envergure du conduit ( $R_H/R_T = 0.89$ ), conduisant à des nombres d'ondes radiaux  $k_r(p)$  très grands, même pour  $p = 1$  donnant  $k_r = 210 \text{ m}^{-1}$ . Or, comme on le verra dans la section 3.5, lorsque le nombre d'onde radial d'une rafale est trop grand, aucun mode n'est diffracté par la grille. Ainsi il s'avère qu'aucune rafale oblique n'intervient dans cette configuration. Si l'excitation aérodynamique pour le modèle a été extraite dans chaque simulation une demi-corde en amont du stator, par de Laborderie *et al.* [32, 33] (extraction 1/2  $C_s$ ), elle est également maintenant extraite juste amont du bord d'attaque (BA) de l'aube (moins de 1% de  $C_s$ ) (extraction BA). Les deux excitations sont moyennées dans le référentiel du rotor, ce qui permet de supprimer les effets potentiels instationnaires du stator<sup>2</sup>. L'effet de la position du plan d'extraction de l'excitation sur la réponse du modèle sera étudié dans cette section.

Les figures 3.12, 3.13 et 3.14 représentent les chargements instationnaires pour les trois configurations simulées dans la section 2.3 : plaques fines avec écoulement non visqueux, plaques fines avec écoulement visqueux et plaques épaisses avec écoulement visqueux respectivement. D'une part, la surface de la plaque est colorée à chaque harmonique par

---

<sup>2</sup>voir aussi paragraphe 2.4.6.

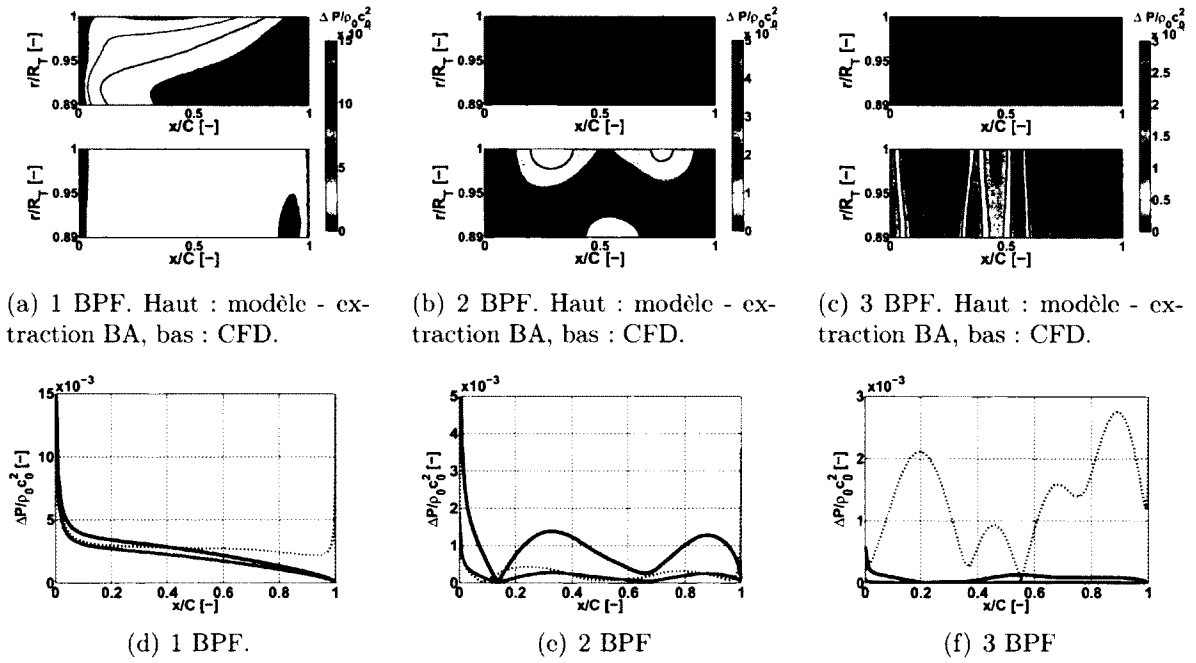


Figure 3.12 Grille annulaire de plaques fines, écoulement non visqueux. Amplitudes des sauts de pression adimensionnés extraits à la fréquence de passage de pales (BPF) et ses deux harmoniques supérieures. (a), (b) et (c) : iso-contours sur la surface de la plaque. (d), (e) et (f) : comparaisons à mi-envergure. Noir : modèle - extraction  $1/2 C_s$  amont. Vert : modèle - extraction BA. Rouge pointillé : CFD.

l'amplitude du saut de pression,  $x/C$  et  $r/R_T$  étant respectivement la corde et l'envergure adimensionnées. Seules les sources analytiques obtenues avec l'excitation extraite près du bord d'attaque sont affichées sur les cartographies. D'autre part, les résultats numériques et analytiques sont comparés le long de la corde à mi-envergure. Ces derniers étant obtenus avec des excitations extraites des calculs CFD, ils diffèrent donc d'une configuration à une autre. Tout d'abord, l'influence de la position d'extraction de l'excitation sur la réponse du modèle est clairement mise en évidence sur les profils. Lors de sa convection entre les deux plans d'extraction, le sillage imposé se dissipe, créant des réponses d'amplitudes plus faibles. Sa forme est également modifiée puisque son harmonique d'ordre 3 diminue de manière plus importante, créant une perte d'un ordre de grandeur sur la réponse de la pale. Par ailleurs, on note que les amplitudes des sources diminuent lorsque la fréquence augmente. Il est aussi intéressant de remarquer les valeurs nulles des sauts de pression numériques à la fois au bord d'attaque et au bord de fuite, venant de la différence de pression effectuée au même point. Néanmoins, un pic de  $\Delta \hat{P}$  apparaît sur les points suivants le bord d'attaque. Dans la réponse de grille analytique, le saut de pression tend vers une valeur infinie au bord d'attaque correspondant à un changement de conditions limites.

---

Celui-ci est nul au bord de fuite afin d'assurer la condition de Kutta représentant les effets visqueux en ce point dans un fluide par ailleurs non visqueux [52].

Dans les calculs numériques Euler de la figure 3.12, un pic de saut de pression apparaît dans la région du bord de fuite sur toute l'envergure pour chaque harmonique. Avec un écoulement non visqueux et une condition de glissement sur les parois, l'augmentation de pression sur les deux côtés de la plaque proche du bord de fuite est nécessaire pour assurer la condition de vitesse nulle au point d'arrêt du bord de fuite. Même avec une plaque symétrique et un écoulement moyen sans incidence, chaque côté de la plaque présente une réponse différente à l'excitation à cause de l'angle du sillage avec la plaque. C'est pourquoi la différence de pression entre les deux côtés de la plaque se traduit par cette augmentation du saut de pression. Un moyen de réduire l'étendue axiale et l'amplitude de ce pic serait de considérer une plaque plane avec un bord pointu, sans discontinuité dans le rayon de courbure du profil. Cependant ce pic est typique de l'application numérique des équations d'Euler, possiblement linéarisées, à un profil. En effet, la simulation Euler en 2D d'une plaque plane sans épaisseur de Clair *et al.* [26] montre un pic de pression identique au bord de fuite, d'amplitude relativement plus petite que les calculs présentés ici. En réalité, seule une viscosité numérique appliquée localement permet d'enlever ce pic dans une simulation Euler. Même si le modèle considère un fluide non visqueux, la condition de Kutta est utilisée au bord de fuite pour prendre en compte les effets de viscosité dans cette région, expliquant donc les principales différences dans les comparaisons. Pour les deux premières harmoniques, l'excitation extraite près du bord d'attaque donne clairement des réponses plus proches des résultats numériques en termes d'amplitudes que ceux obtenus à partir d'une excitation extraite plus en amont. A 3 BPF, la réponse numérique présente une amplitude anormalement élevée, comparée aux figures suivantes. Cela pourrait être créé par des ondes parasites qui ne sont pas atténuées à cause de l'absence de viscosité du fluide.

Les comparaisons entre les résultats numériques et le modèle analytique dans le cas de la grille de plaques fines dans un écoulement visqueux sont plutôt satisfaisantes, comme le montre la figure 3.13. En effet, les cartographies et les courbes montrent des amplitudes et des formes similaires. Il est remarquable qu'à 1 et 2 BPF les réponses analytiques obtenues avec l'excitation extraite près du bord d'attaque se comparent parfaitement au résultat numérique. Cela tendrait à montrer que cette position d'extraction permet de représenter plus fidèlement le sillage impactant l'aube. Pourtant à 3 BPF l'amplitude de la réponse est trop faible, l'harmonique du sillage d'ordre 3 étant largement dissipée. Puisque la condition de vitesse nulle au bord de fuite est assurée par la viscosité du fluide dans la simulation,

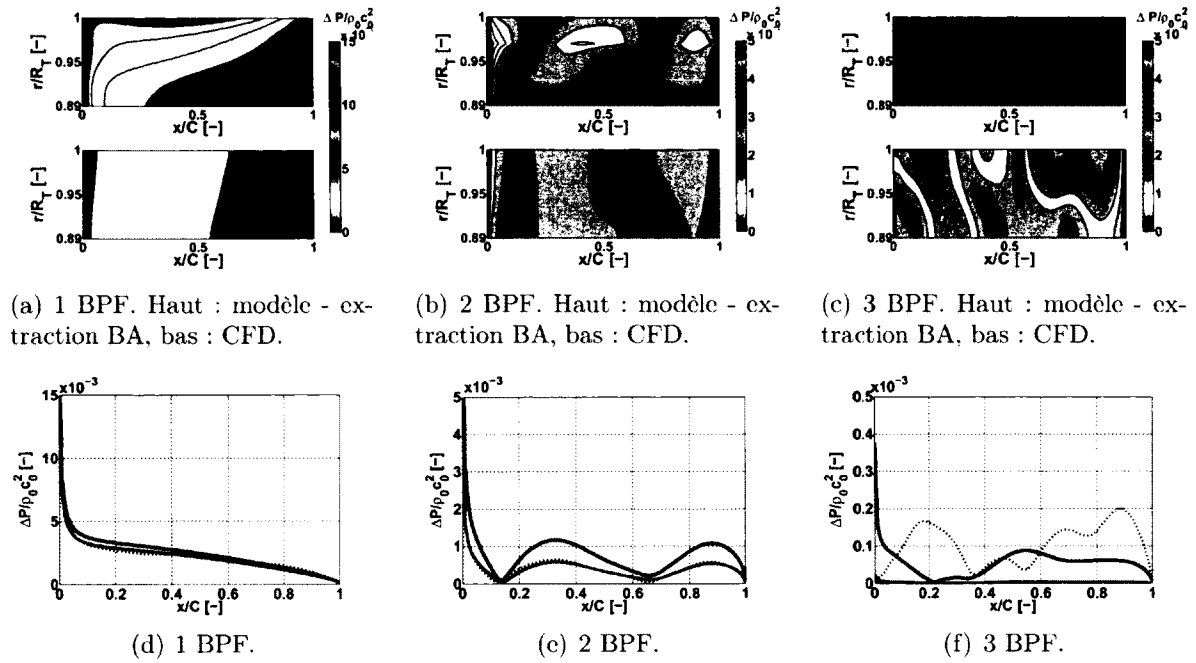


Figure 3.13 Grille annulaire de plaques fines, écoulement visqueux. Amplitudes des sauts de pression adimensionnés extraits à la fréquence de passage de pales (BPF) et ses deux harmoniques supérieures. (a), (b) et (c) : iso-contours sur la surface de la plaque. (d), (e) et (f) : comparaisons à mi-envergure. Noir : modèle - extraction  $1/2 C_s$  amont. Vert : modèle - extraction BA. Rouge pointillé : CFD.

aucun pic de pression n'apparaît à cet endroit. Globalement cette configuration fournit les meilleures comparaisons des trois cas étudiés, puisqu'elle montre que la condition de Kutta utilisée dans le modèle est pertinente pour capturer la physique d'un écoulement visqueux au bord de fuite.

Lorsque l'épaisseur de la plaque est augmentée d'un facteur 10 (figure 3.14), le saut de pression numérique s'éloigne de la prédiction du modèle. Cette caractéristique illustre l'effet d'épaisseur sur les sources acoustiques pour 1 et 2 BPF, créant une distribution différente des sources le long de la corde. De nouveau, l'excitation extraite près du bord d'attaque fournit une réponse analytique plus proche de la CFD que l'excitation extraite plus en amont à 1 et 2 BPF. A 3 BPF, la réponse numérique s'éloigne de l'analytique. En effet, comme discuté sur la figure 2.10, un détachement tourbillonnaire se développe en aval de la plaque. Sa fréquence propre étant proche de 3 BPF, le détachement tourbillonnaire influence la réponse à 3 BPF sur toute la corde (figure 3.14(c)). Le pic de pression proche du bord de fuite est créé par le détachement tourbillonnaire et sa trace est également visible à 1 et 2 BPF avec des amplitudes plus faibles.

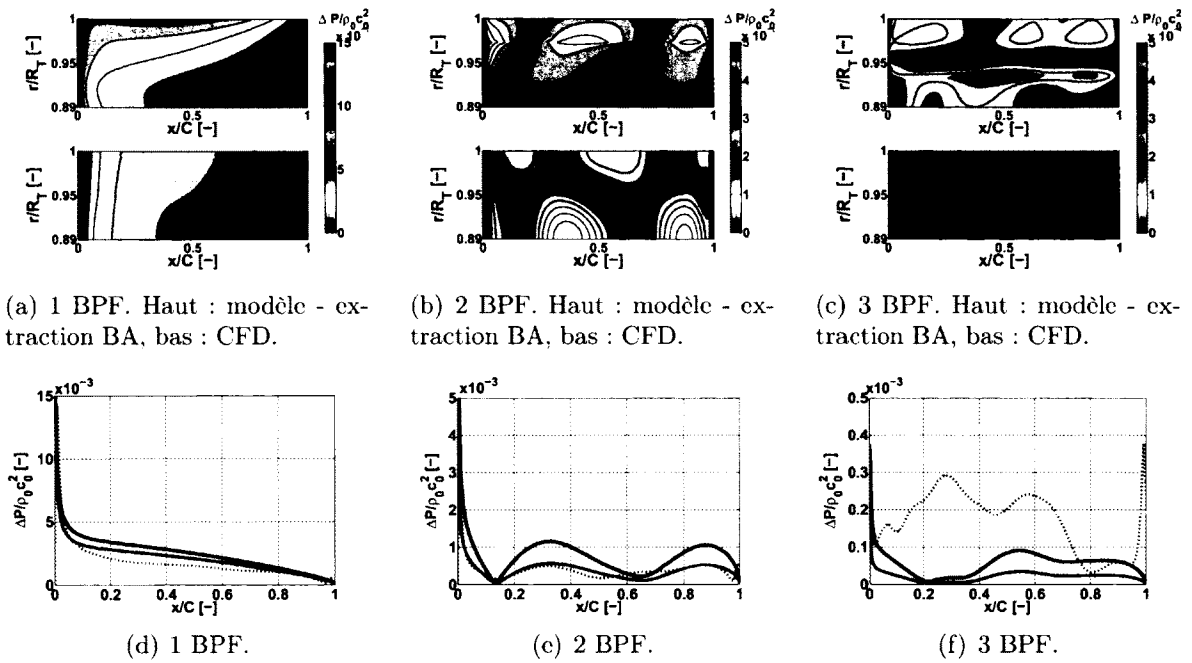


Figure 3.14 Grille annulaire de plaques épaisses, écoulement visqueux. Amplitudes des sauts de pression adimensionnés extraits à la fréquence de passage de pales (BPF) et ses deux harmoniques supérieures. (a), (b) et (c) : iso-contours sur la surface de la plaque. (d), (e) et (f) : comparaisons à mi-envergure. Noir : modèle - extraction  $1/2 C_s$  amont. Vert : modèle - extraction BA. Rouge pointillé : CFD.

### 3.4.2 Discontinuités de la réponse de grille

Les cartographies du paragraphe ci-dessus font apparaître des variations en envergure du saut de pression plus grandes prédites par le modèle analytique que le saut de pression numérique. Ceci est illustré sur la figure 3.15 au travers des comparaisons de sources dans la direction radiale pour plusieurs positions le long de la corde, pour la configuration des plaques fines avec un écoulement non visqueux (figure 3.13). La réponse numérique est plutôt lisse selon l'envergure. En particulier celle-ci présente un extremum sur les parois du conduit créé par la condition de vitesse nulle. Non seulement cette condition de glissement impose un comportement local de la réponse, mais elle semble également influencer la réponse sur toute l'envergure : la pression vérifiant la condition de dérivée radiale nulle aux extrémités, elle peut être décomposée sur une base de fonctions cosinus. Cela représente par exemple une hypothèse de la méthode par collocation de Schulten [144]. Un comportement radial identique de la réponse est également mis en évidence par Atassi et Ali [7] à l'aide de leur code Euler linéarisé 3D. Au contraire, la réponse du modèle ne prenant pas en compte la présence des parois du conduit montre de plus larges

variations en envergure avec notamment des pics marqués, et ceci pour les deux positions d'extraction de l'excitation. L'absence des parois peut ainsi expliquer certaines différences entre les réponses proche des extrémités. Cependant deux autres phénomènes participent grandement à la création de ces discontinuités.

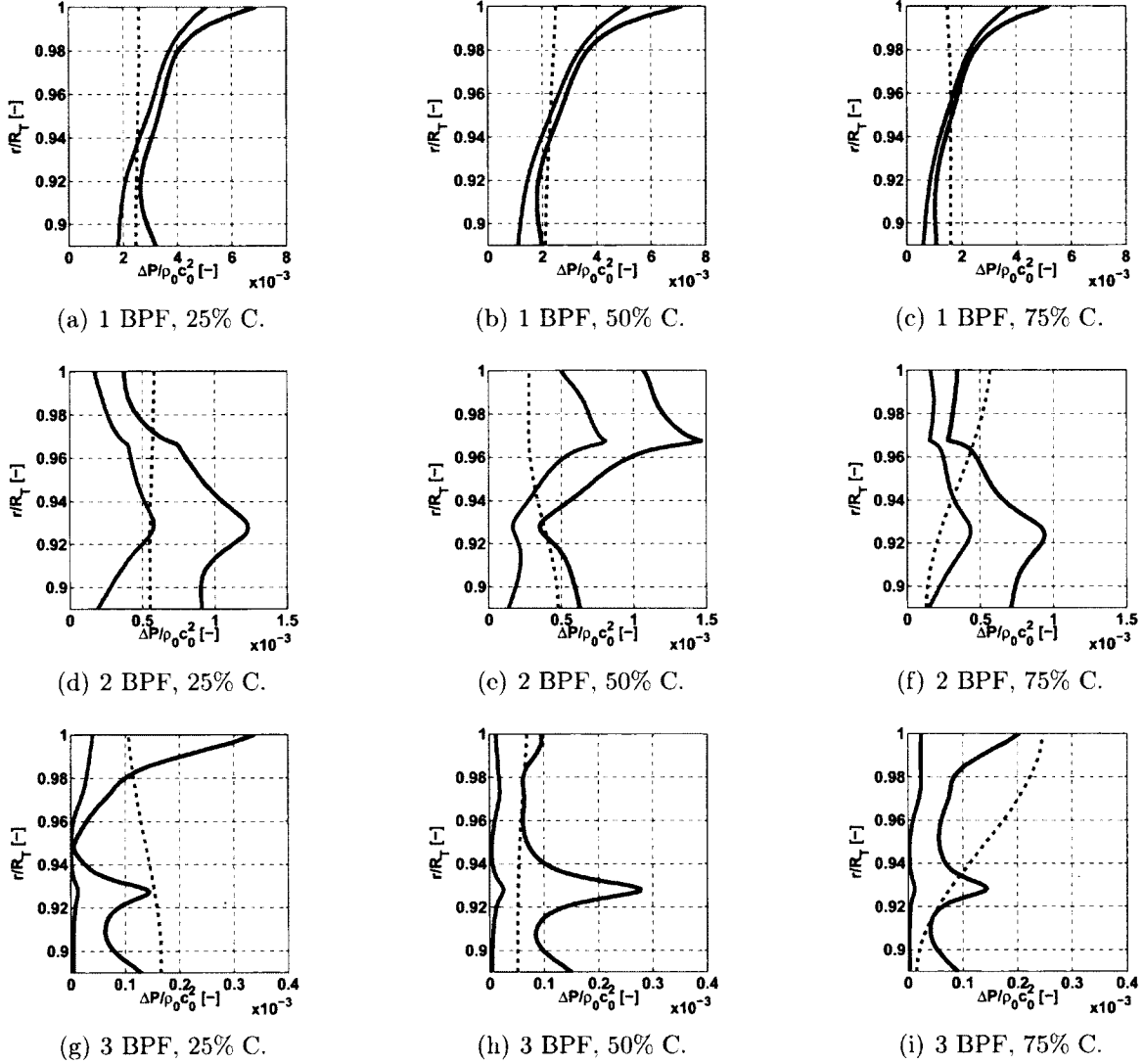


Figure 3.15 Grille annulaire de plaques fines, écoulement visqueux. Amplitudes des sauts de pression adimensionnés selon l'envergure à plusieurs positions le long de la corde. Noir : modèle - extraction 1/2  $C_s$  amont. Vert : modèle - extraction BA. Rouge pointillé : CFD.

Dans le paragraphe 1.3.2, il est expliqué que le modèle de grille est basé sur la théorie par bandes de rayons : pour chaque bande, le problème se ramène à l'interaction d'une rafale avec une grille rectiligne de plaques d'envergures infinies. Le champ rayonné associé

correspond à une somme de modes acoustiques d'indices  $k$  diffractés par la grille. Ces modes sont caractérisés par leur fréquence de coupure  $f_{c,k}$ , qui d'après le paragraphe 1.3.4 se trouve selon la condition  $\kappa_e^2 - f_k^2 = 0$ . Pour une rafale 2D, cette fréquence s'écrit [129] :

$$f_{c,k} = \frac{c_0}{2\pi g_s^2} (\sigma - 2\pi k) (M_{xc} d \pm s_e) . \quad (3.58)$$

Cette fréquence de coupure dépend de la géométrie de la grille, en particulier de sa solidité. Or chacune des grilles équivalentes à chaque bande de rayon possède une géométrie différente, donc en pratique  $f_{c,k}$  varie avec le rayon. Ainsi un mode de grille peut être coupé sur une bande donnée et passant sur une bande supérieure. Cette particularité des modèles basés sur la théorie par bandes a déjà été mise en évidence par Elhadidi *et al.* [35] par exemple. La figure 3.16 présente les fréquences de coupure des modes de grille  $k = 1, 3$  et 4 selon le rayon dans la bande de fréquences étudiée. A 2 BPF, le mode de grille  $k = 1$  devient passant à  $r/R_T \approx 0.965$ . Ce comportement non physique crée une discontinuité dans la réponse de grille, visible sur les figures 3.15(d), 3.15(e) et 3.15(f) tout au long de la corde à la même position radiale. Dans la réalité, un mode d'indice  $k$  étant soit coupé soit passant sur toute l'envergure à une fréquence donnée, aucune discontinuité de la réponse n'est attendue. Ceci est bien observé sur la réponse numérique lisse.

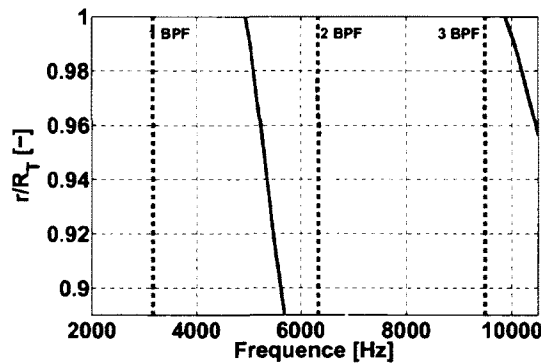


Figure 3.16 Grille annulaire de plaques fines. Evolution de la fréquence de coupure de modes de diffraction de grille selon l'envergure. Bleu :  $k = 3$ . Vert clair :  $k = 1$ . Vert foncé :  $k = 4$ .

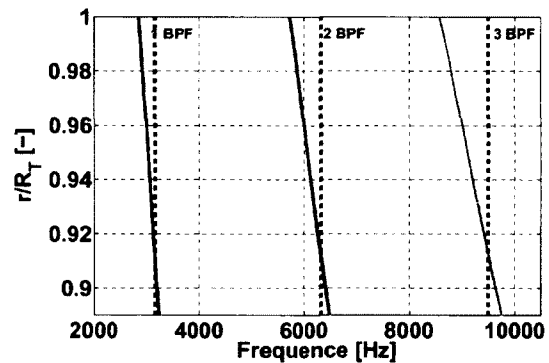


Figure 3.17 Grille annulaire de plaques fines. Evolution de la fréquence de coupure de modes de canaux inter-aubes selon l'envergure. Bleu :  $a = 1$ . Vert :  $a = 2$ . Rouge :  $a = 3$ .

Par ailleurs, dans chaque grille rectiligne équivalente, l'espace recouvert entre deux aubes peut être vu comme un guide d'ondes dans lequel des modes de canaux inter-aubes peuvent se propager. Les fréquences de coupure de ces modes d'indices  $a$  dépendent également de la géométrie de la grille et s'écrivent pour une rafale 2D :

$$f_{c,a} = \pm \frac{c_0 \beta_{xc} a}{2h} . \quad (3.59)$$

Selon le même principe que pour les modes de grille, la fréquence de coupure des modes de canaux inter-aubes varie dans la direction radiale. Des modes peuvent donc devenir passants à certaines positions selon l'envergure. La figure 3.17 représente les fréquences de coupure  $f_{c,a}$  des modes inter-aubes  $a = 1, 2$  et  $3$ . Dans ce cas, il est remarquable que pour chacune des trois fréquences étudiées, un mode devienne passant autour de  $r/R_T \approx 0.92$ . Ces coupures non physiques sont responsables des pics créés dans la réponse de grille à 2 et 3 BPF sur toute la corde approximativement à la même position radiale.

### 3.4.3 Puissances acoustiques

Les sources analytiques et numériques du paragraphe 3.4.1 sont rayonnées dans le conduit annulaire selon l'analogie de Goldstein menant à l'équation (3.37). Les effets des hypothèses du modèle peuvent être évalués en termes de puissance acoustique rayonnée. Le tableau 3.1 rassemble les modes acoustiques de conduit  $(m, \mu)$  passants et excités du problème. Ils sont symétriques car  $B = V$  dans cette configuration.

Tableau 3.1 Modes de conduit passants et excités pour la configuration de la grille annulaire de plaques planes.

Fréquences	Modes de conduit passants et excités					
1 BPF	(0,0)					
2 BPF	(-30,0)	(0,0)	(0,1)	(30,0)		
3 BPF	(-30,0)	(-30,1)	(0,0)	(0,1)	(30,0)	(30,1)

Les figures 3.18, 3.19 et 3.20 rassemblent les niveaux de puissance sonore (SWL) rayonnés en amont et en aval du stator de plaques planes dans le conduit. Dans une nacelle, la détection modale est souvent effectuée à l'aide de capteurs placés sur la paroi supérieure du conduit, à une seule position axiale. Cette méthode permet seulement de mesurer les modes de conduits azimutaux [136]. La mesure des modes de conduits radiaux nécessitant un dispositif expérimental supplémentaire, comme un peigne radial de microphones ou des capteurs sur la paroi du conduit à différentes positions axiales, est plus rare dans un contexte industriel. Par conséquent, et par souci de synthèse, les puissances des modes acoustiques radiaux sont sommées pour chaque mode azimutal correspondant<sup>3</sup> :

<sup>3</sup>Cela est possible car les modes de conduit sont ici orthogonaux pour le produit scalaire, voir section 1.2.2.



$$\Pi_{SWL,s,m} = 10 \log \left( \frac{\sum_{\mu \text{ passants}} \Pi_{s,m,\mu}^{\pm}}{10^{-12}} \right). \quad (3.60)$$

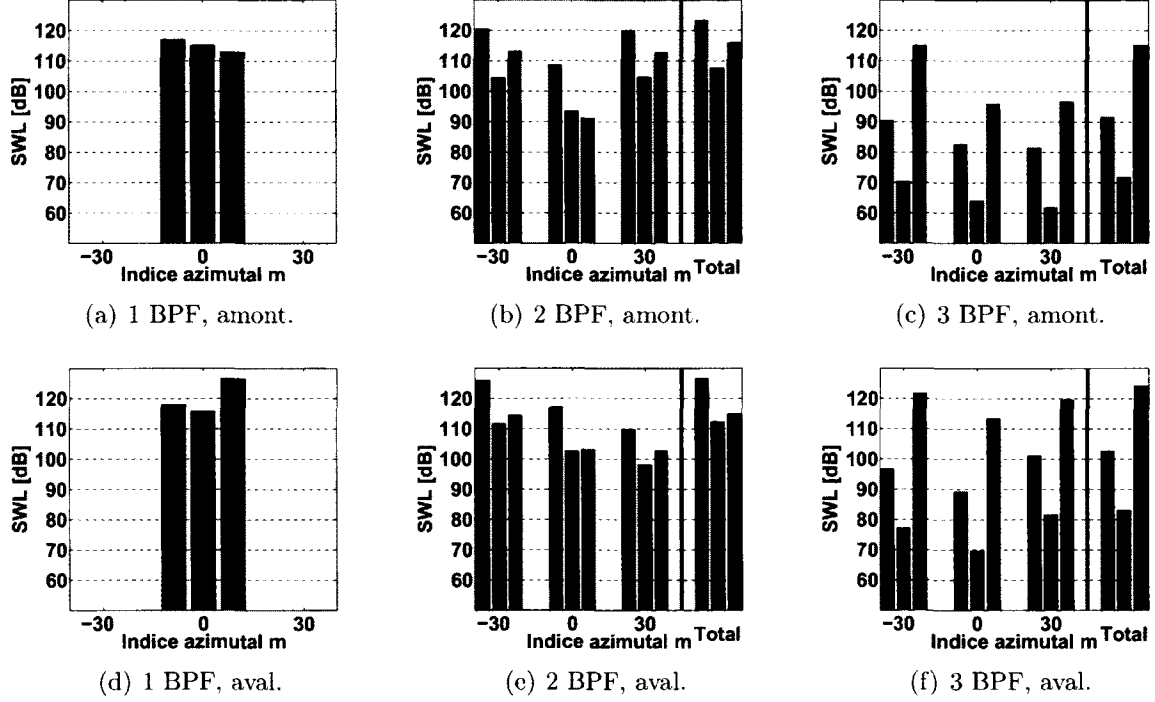


Figure 3.18 Grille annulaire de plaques fines, écoulement non visqueux. Puissances acoustiques modales rayonnées en amont et en aval du stator. Noir : modèle - extraction 1/2  $C_s$  amont. Vert : modèle - extraction BA. Rouge : CAA.

Finalement toutes les puissances modales à chaque fréquence sont sommées pour fournir la puissance totale. Les comparaisons présentées ici permettent de quantifier les différences observées sur les sources en termes de puissances modales. Par exemple, pour la configuration de la grille annulaire de plaques fines dans un écoulement non visqueux (figure 3.18), l'excitation extraite loin du BA donne un chargement plus élevé que la simulation numérique à 2 BPF. Celle extraite proche du BA prédit au contraire des sources plus faibles. Cela se traduit par une sur-estimation du modèle dans le premier cas (− 8 dB en amont, −12 dB en aval), et une meilleure estimation du modèle dans le deuxième cas en aval (−8 dB en amont, −3 dB en aval). A 3 BPF, les comparaisons des sources montrent des amplitudes non réalistes du résultat numérique (figures 3.12(c) et 3.12(f)), ce qui se traduit par des écarts significatifs en termes de puissances (24 dB en amont, 21 dB en aval) par rapport au résultat analytique le plus proche.

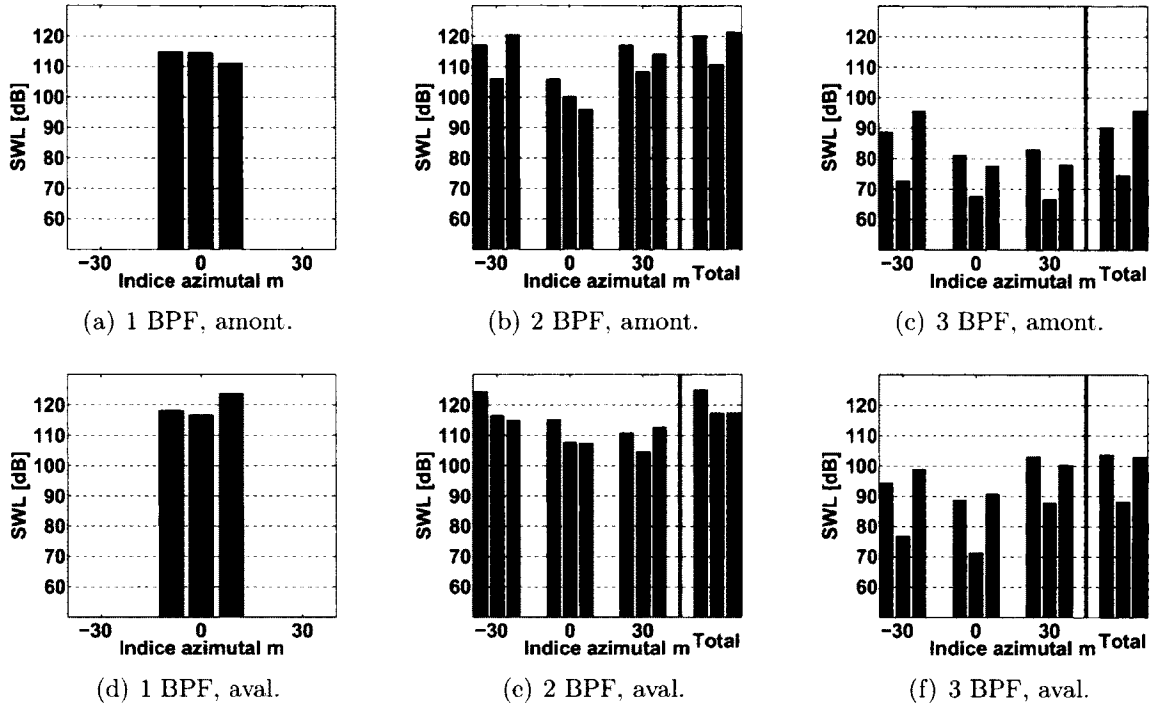


Figure 3.19 Grille annulaire de plaques fines, écoulement visqueux. Puissances acoustiques modales rayonnées en amont et en aval du stator. Noir : modèle - extraction 1/2  $C_s$  amont. Vert : modèle - extraction BA. Rouge : CAA.

Concernant la configuration des plaques fines dans un écoulement visqueux, la figure 3.13 montre que les sources analytiques obtenues avec l'excitation extraite près du bord d'attaque sont relativement proches du résultat numérique à 1 et 2 BPF. Sur la figure 3.19, les écarts entre les puissances rayonnées correspondantes sont faibles en amont pour 1 BPF (3 dB) et en aval pour 2 BPF (0.1 dB), mais sont plus importants pour les autres cas. A 3 BPF, la différence d'environ un ordre de grandeur entre les deux réponses de grille analytiques se traduit par des écarts de 16 dB sur les puissances rayonnées. Une comparaison des résultats CAA avec écoulement Euler (figure 3.18) et écoulement visqueux (figure 3.19) montre l'effet du pic de saut de pression proche du bord de fuite dans les simulations. En effet, cela représente la principale différence entre les deux simulations (figure 3.12) pour les deux premières harmoniques. Cet effet apparaît significatif puisqu'il contribue à des écarts de puissances acoustiques compris entre 2 et 5 dB.

Les comparaisons entre les figures 3.19 et 3.20 permettent d'évaluer l'effet de l'épaisseur de la plaque sur la puissance acoustique rayonnée par la méthode CAA. A 1 BPF, l'influence de l'épaisseur de l'aube est très limitée puisque celle-ci se traduit par moins d'un décibel de variations sur les rayonnements amont et aval. A 2 BPF, la puissance totale est également

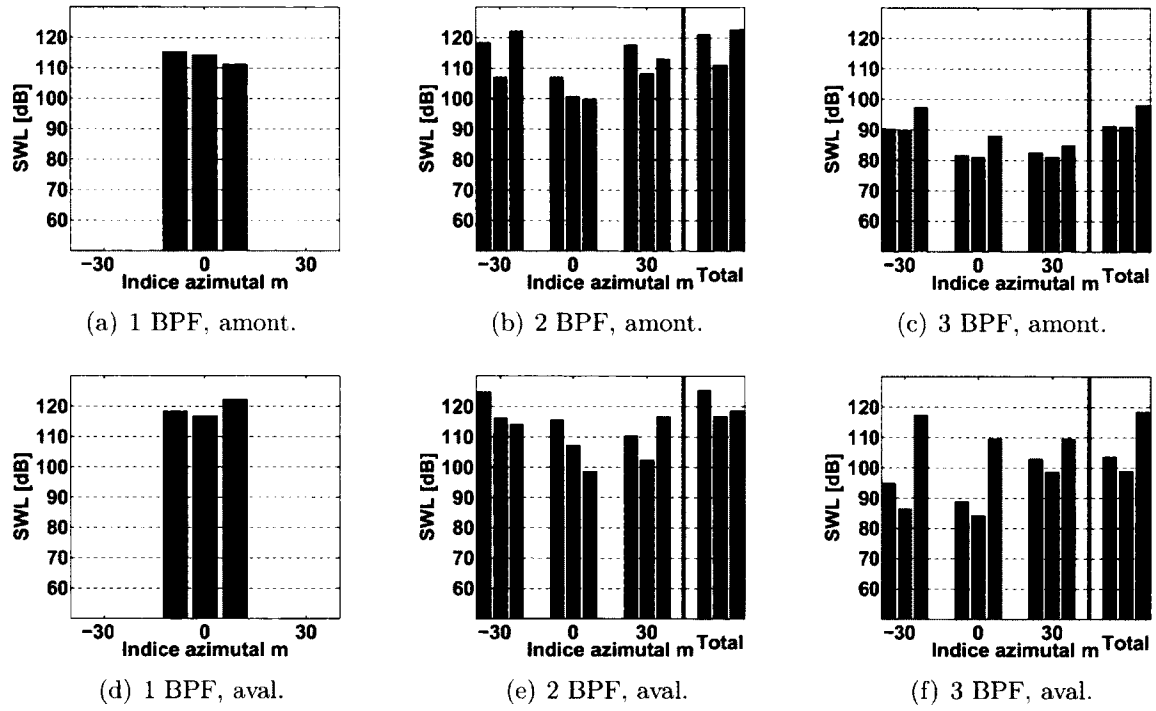


Figure 3.20 Grille annulaire de plaques épaisses, écoulement visqueux. Puissances acoustiques modales rayonnées en amont et en aval du stator. Noir : modèle - extraction  $1/2 C_s$  amont. Vert : modèle - extraction BA. Rouge : CAA.

peu affectée, les écarts restant autour d'un décibel. Cependant la répartition de la puissance par mode azimutal montre qu'une augmentation de l'épaisseur modifie certaines puissances modales, surtout en aval : -8 dB pour  $m = 0$ , -4 dB pour  $m = 30$ . Par conséquent, il apparaît que cet effet a relativement peu d'influence sur la puissance acoustique totale mais peut modifier la distribution de l'énergie acoustique parmi les modes, du moins pour la configuration étudiée. L'analyse des sources acoustiques du paragraphe 3.4.1 montre qu'à 3 BPF le détachement tourbillonnaire créé en aval de la plaque modifie les charges sur toute la surface de celle-ci. Ce phénomène augmente l'amplitude des sources ce qui se traduit par des valeurs plus élevées de puissance acoustique sur la figure 3.20, surtout dans le rayonnement aval. La puissance totale est ainsi sur-évaluée de -2 dB en amont et -15 dB en aval. On peut en particulier remarquer le gain de puissance apporté par le détachement tourbillonnaire sur les modes en aval : -18 dB pour  $m = -30$  et  $m = 0$ .

Cette étude a permis de quantifier certains effets technologiques sur la prédiction du bruit tonal. En effet, les hypothèses du modèle acoustique considérant des plaques sans épaisseur ainsi qu'un écoulement non visqueux couplé à la condition de Kutta ont été évaluées grâce à plusieurs simulations aérodynamiques d'une configuration proche de celle du modèle.

---

Tout d'abord, la pertinence de l'application de la condition de Kutta au bord de fuite d'un profil est démontrée, puisque celle-ci permet effectivement de représenter des effets visqueux dans un écoulement Euler. Sans cette condition et sans viscosité artificielle au bord de fuite, la réponse de l'aube exhibe un pic ayant un effet sur la puissance acoustique rayonnée compris entre 2 et 5 dB. De plus, il est montré que même si l'épaisseur de l'aube a peu d'influence sur la puissance acoustique ( $\approx 1$  dB) pour la configuration étudiée, cet effet technologique peut modifier la distribution de l'énergie acoustique parmi les modes excités et passants à une certaine fréquence. Par ailleurs, un détachement tourbillonnaire se développant en aval de l'aube et ayant sa fréquence propre, basée sur l'épaisseur du bord de fuite, proche d'une harmonique observée modifie largement la réponse de l'aube sur toute sa surface à cette harmonique. Cela se traduit par une augmentation importante de la puissance acoustique à cette fréquence, surtout pour le rayonnement aval. Enfin, la position d'extraction de l'excitation aérodynamique utilisée en entrée du modèle joue un rôle important, sur la prédiction des sources acoustiques et par suite sur la puissance rayonnée. Il semble qu'une position proche du bord d'attaque de l'aube fournisse des résultats plus proches de la méthode CAA, excepté pour l'harmonique la plus élevée. Une étude plus détaillée sur ce thème est réalisée dans la section 3.6.

## 3.5 Evaluation des rafales obliques pour la prédiction du bruit tonal

### 3.5.1 Décomposition de l'excitation

On s'intéresse à partir de cette section à la configuration réaliste du compresseur CME2, dont la simulation aérodynamique est détaillée dans la section 2.4. L'envergure des aubes étant plus grande que celle des plaques de la section précédente, on cherche à évaluer les effets des rafales obliques et les effets 3D géométriques sur la réponse du modèle, la référence étant fournie par la méthode CAA décrite dans la section 3.3. Dans toute cette section, une seule excitation aérodynamique est utilisée parmi celles extraites au paragraphe 2.4.6 : l'excitation provenant d'une moyenne de la vitesse dans le référentiel tournant sur le plan d'interface rotor-stator, situé 8%  $C_s$  en amont du stator, et correspondant aux lignes pointillées rouges des figures 2.31 et 2.32. La section 3.6 sera spécialement dédiée à l'influence de l'excitation (sillage) sur le modèle. Les coefficients de Fourier  $\hat{W}_{s,p}$  sont calculés suivant la décomposition azimutale et radiale de l'excitation définie dans l'équation (3.8). La figure 3.21 compare, pour les harmoniques étudiées, les coefficients de Fourier azimutaux  $\hat{W}_s(r_d)$  originaux à leur reconstruction :

$$\hat{W}_s(r_d) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \hat{W}_{s,p} e^{ik_r r_d}. \quad (3.61)$$

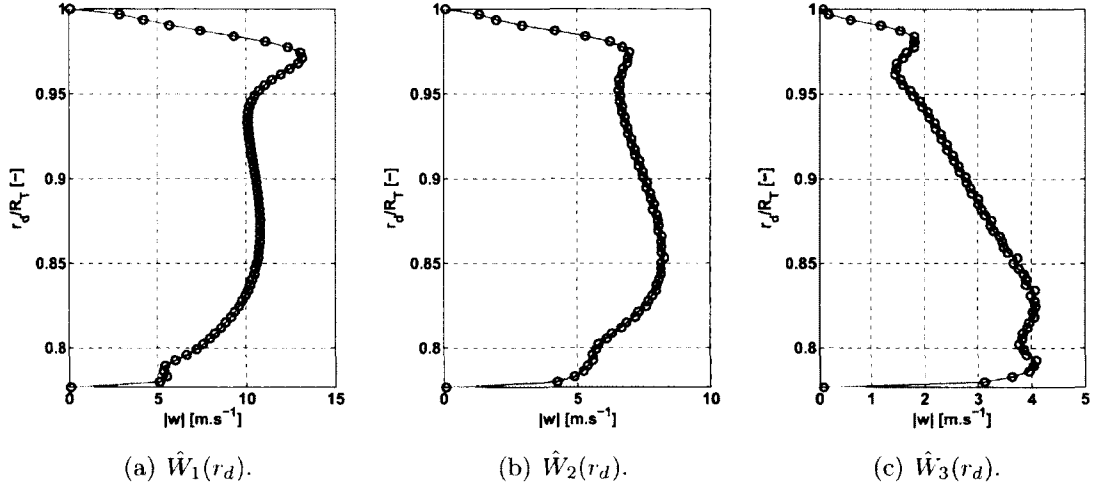


Figure 3.21 Amplitudes des coefficients de Fourier azimuthaux de l'excitation. Ligne rouge : coefficients originaux. Cercles : coefficients reconstruits d'après l'équation (3.61).

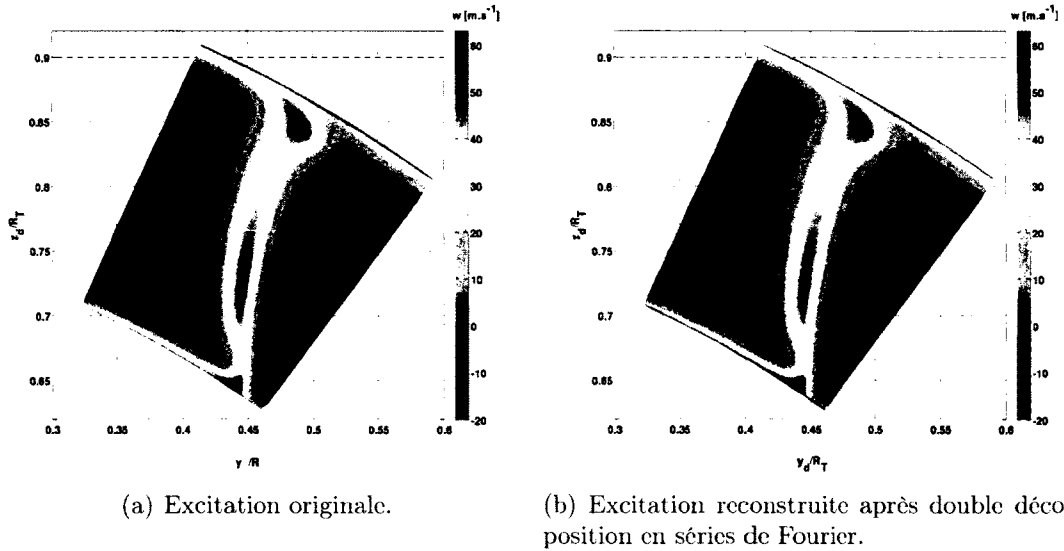


Figure 3.22 Excitation aérodynamique  $w(r_d, \theta_d)$  extraite au plan d'interface rotor-stator et moyennée dans le référentiel tournant.

Même si la somme de l'équation (3.61) est théoriquement infinie, elle est en pratique limitée par le nombre de points de discrétisation en envergure  $N_{rad}$ . Dans toutes les études concernant le CME2, l'excitation extraite à partir du maillage est ensuite rediscrétisée

de manière uniforme sur  $N_{rad} = 71$  points. D'après le théorème de Nyquist,  $p$  peut donc varier entre les valeurs  $[-(N_{rad} - 1)/2, (N_{rad} - 1)/2]$ . La figure 3.21 prouve ainsi que la décomposition radiale choisie, utilisant notamment l'envergure du conduit comme la période radiale, est pertinente puisque les signaux originaux sont parfaitement reconstruits après leur décomposition. La figure 3.22 confirme cette observation : l'excitation originale extraite sur un passage de pale du rotor est identique à sa reconstruction (partie réelle) après la double décomposition de l'équation (3.7).

### 3.5.2 Critère sur les nombres d'ondes radiaux

Dans la réponse de grille 3D de l'équation (3.43), la somme sur les nombres d'ondes radiaux est théoriquement infinie et en pratique délimitée par le nombre de points de discrétisation de l'excitation en envergure  $N_{rad}$ . Cependant il peut être vérifié que la réponse de grille est négligeable pour des valeurs de  $|k_{zc}|$  élevées, alors que leur coût de calcul est important. Il est donc intéressant de définir un critère afin de ne considérer que les rafales contribuant de manière significative à la réponse. D'après la théorie de Glegg (paragraphe 1.3.4), toute rafale caractérisée par ses nombres d'onde  $(\sigma, k_{zc})$  incidente sur une grille rectiligne de plaques d'envergures infinies crée des modes acoustiques diffractés par la grille, d'indices  $k$ . Pour une rafale 3D, leur fréquence de coupure s'écrit :

$$f_{c,k} = \frac{c_0}{2\pi g_s^2} \left( M_{xc} d(\sigma - 2\pi k) \pm s_e \sqrt{(\sigma - 2\pi k)^2 + k_{zc}^2 g_s^2} \right). \quad (3.62)$$

Si la fréquence de la rafale  $sB|\Omega|/2\pi$  est plus petite que les fréquences de coupure  $f_{c,k}$ ,  $k \in \mathbb{Z}$ , alors tous les modes de grilles sont coupés et la rafale est appelée sous-critique. Sinon, au moins un mode de grille est passant et la rafale est dite super-critique. Hanson [65] définit un intervalle sur les nombres d'onde  $k_{zc}$  garantissant le caractère super-critique des rafales :

$$-\frac{sB|\Omega|}{(\beta_{xc} - M_{zc})c_0} < k_{zc} < \frac{sB|\Omega|}{(\beta_{xc} + M_{zc})c_0} = k_{zc,max}. \quad (3.63)$$

L'équation (3.63) montre que plus la fréquence de l'excitation est élevée et plus le nombre de rafales super-critiques est grand. La figure 3.23 présente ces intervalles pour les harmoniques 1 à 3 de la fréquence de passage de pales. Il est ainsi mis en évidence qu'à 1 BPF, seule la rafale  $k_{zc} = 0$  est super-critique, alors qu'à 2 BPF, trois rafales sont super-critiques

( $p \in [-1, 1]$ ). Le critère (3.63) variant avec l'envergure, la figure 3.23 montre que les rafales ( $\sigma, k_{zc}(|p| = 2)$ ) sont sous ou super-critiques à 3 BPF selon le rayon considéré.

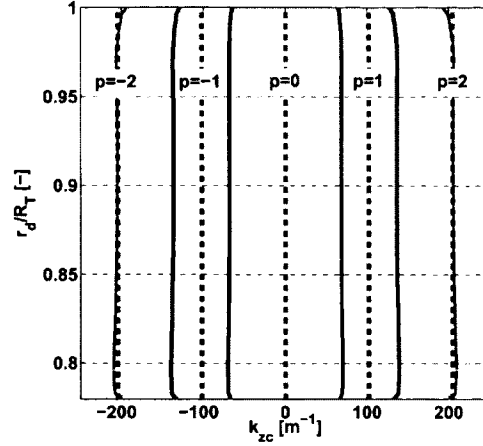


Figure 3.23 Intervalles des nombres d'ondes radiaux dans lesquels toute rafale est super-critique. Bleu : à 1 BPF. Vert : à 2 BPF. Noir : à 3 BPF.

Cependant, même si les modes de grille coupés ne rayonnent pas directement en champ lointain, leur saut de pression  $\Delta \hat{P}_0$  est non nul et peut contribuer à la puissance acoustique rayonnée à cause du passage d'une configuration rectiligne pour le calcul des sources à une géométrie annulaire pour le rayonnement. On peut ainsi définir un critère élargi sur les nombres d'onde radiaux, afin de prendre en compte toutes les rafales jouant un rôle dans le rayonnement. Ce critère est défini selon la relation :

$$-k_{zc,max} - \Delta k_{zc} < k_{zc} < k_{zc,max} + \Delta k_{zc} \quad \text{avec} \quad \Delta k_{zc} C_s = 20. \quad (3.64)$$

Plusieurs valeurs pour  $\Delta k_{zc} C_s$  ont été étudiées, et celle retenue dans l'équation (3.64) représente la plus adaptée à ce cas test. En effet, sur la figure 3.24, l'intégrale de charge correspondant à l'intégrande de l'équation (3.38) :

$$IDP_{s,m,\mu}^{\pm}(r_d) = \text{sgn}(\Omega) \left( -\frac{m}{r'_d} \cos \chi_s + \gamma_{x_d,m,\mu}^{\pm} \sin \chi_s \right) \quad (3.65)$$

$$E_{m,\mu}(r'_d) \int_{x_{cBA}}^{x_{cBF}} \Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, s B|\Omega|) e^{-ik_{m,\mu,x_c}^i x_c} dx_c,$$

est tracée selon l'envergure pour plusieurs harmoniques et modes de conduit. La courbe noire est obtenue avec la quantité maximale de rafales obliques, soit 71 dans ce cas, les

cercles correspondent au critère élargi ci-dessus, et la courbe verte représente les seules contributions des rafales super-critiques (équation (3.63)). Le critère défini dans l'équation (3.64) permet donc bien de reproduire les intégrales de charges complètes et montre le rôle des rafales sous-critiques sur les réponses de grille. De plus, la figure 3.24 indique que les rafales sous-critiques ont plus d'influence pour les basses fréquences que pour les hautes fréquences. Cela est consistant avec les résultats de Posson *et al.* [129] dans un contexte de bruit à large bande, et ceux de Moreau *et al.* [106] concernant la réponse d'un profil isolé.

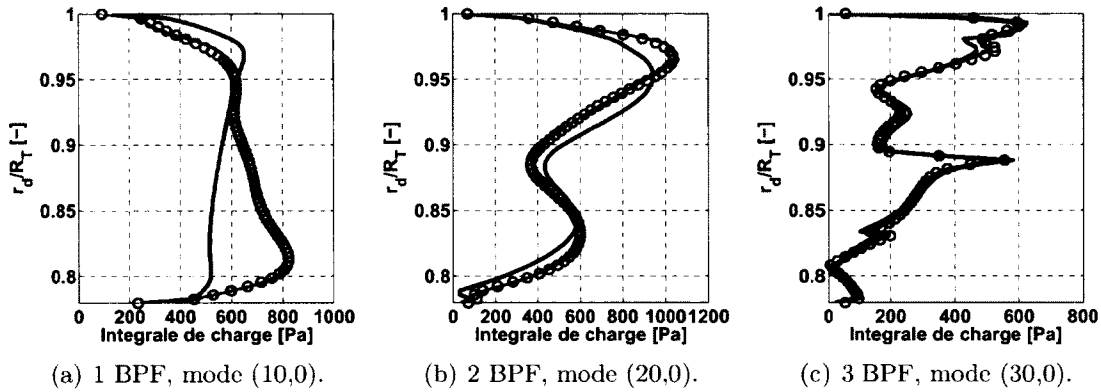


Figure 3.24 Amplitude de l'intégrale de charge  $IDP_{s,m,\mu}^{\pm}(r_d)$  selon l'envergure. Noir : toutes les rafales obliques. Cercles : rafales respectant le critère élargi. Vert : rafales super-critiques seulement.

### 3.5.3 Comparaisons des sources acoustiques

En utilisant l'excitation du paragraphe 3.5.1 et le critère (3.64) établi ci-dessus, la réponse de grille du modèle avec rafales obliques peut maintenant être comparée à la réponse 2D ainsi qu'aux sources extraites de la CFD, provenant du paragraphe 3.3.1. Puisque la réponse du modèle est calculée sur plusieurs bandes de rayons, il est important de s'assurer qu'un nombre suffisant de bandes est considéré afin d'atteindre un résultat convergé. Cette étape est explicitée par Blandeau *et al.* [10] qui montrent que 70 bandes permettent d'assurer cette convergence pour des rafales 2D. En principe ce nombre pourrait baisser avec l'utilisation de rafales 3D, mais en pratique on s'attache ici à analyser en détail le comportement radial de la réponse, ce qui nécessite une discrétisation suffisamment fine. Un nombre de bandes identique est donc utilisé pour les rafales 2D et 3D. La figure 3.25 compare les sauts de pression à mi-corde de l'aube sur toute son envergure, pour des réponses 2D (courbes noires), 3D (courbes vertes) et extraites de la CFD (courbes rouges), ces dernières étant considérées comme la référence. Cette figure montre que les rafales



obliques ont des effets importants sur la réponse de l'aube, à la fois sur la forme et sur le niveau des sources acoustiques. Les amplitudes données par le modèle 3D tendent à se rapprocher des valeurs CFD par rapport à la réponse 2D, excepté sur certaines portions d'envergure où la réponse 3D affiche des pics. Il semble donc que les rafales et la réponse 3D fournissent une prédiction de sources plus fidèles que le modèle 2D, mais cette conclusion est mitigée par les pics supplémentaires créés dans la réponse. Ceux-ci sont explorés au paragraphe suivant.

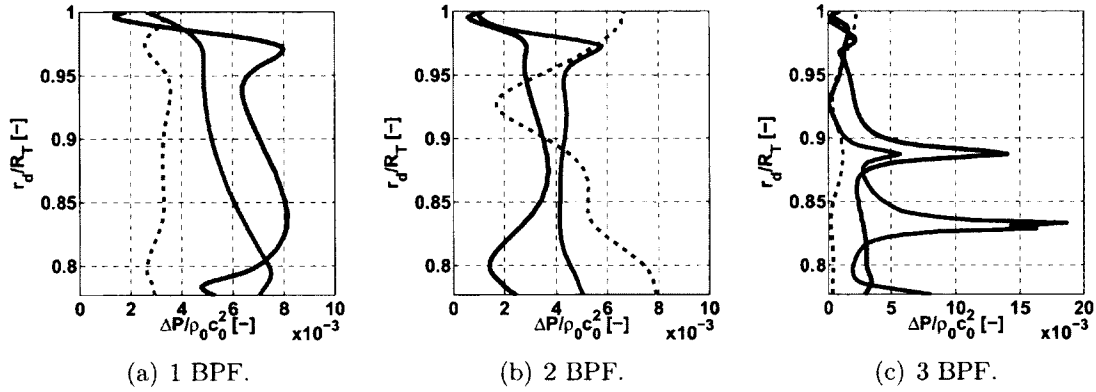


Figure 3.25 Amplitude du saut de pression adimensionné selon l'envergure, à mi-corde de l'aube. Noir : réponse 2D. Vert : réponse 3D. Rouge : réponse CFD.

### 3.5.4 Discontinuités des réponses de grille

Comme il a été mentionné au paragraphe 3.5.2, et comme le représente schématiquement la figure 3.26, des modes acoustiques d'indices  $k$  sont rayonnés par la grille suite à l'impact d'une rafale 3D  $(\sigma, k_{zc})$ . La fréquence de coupure de ces modes, dépendant de  $k_{zc}$ , est exprimée dans l'équation (3.62). De manière similaire au cas de la grille annulaire de plaques (paragraphe 3.4.2), la théorie par bandes de rayon considère une grille rectiligne différente sur chaque bande. Par conséquent la fréquence de coupure  $f_{c,k}$  varie selon l'envergure. La figure 3.27 présente ces fréquences de coupures pour plusieurs rafales :  $s = 2$  et  $|p| = 1$  (3.27(a)) et  $s = 3$  et  $|p| = 2$  (3.27(b)). A 2 BPF, même si les fréquences de coupures des modes de grilles varient selon le rayon, aucune n'intersecte la valeur de la fréquence d'observation. A 3 BPF, la fréquence de coupure du mode  $k = 3$  est égale ou très proche de la fréquence d'observation en plusieurs points. Cela signifie que le mode  $k = 3$  est coupé sur certaines bandes et passant sur d'autres. Cette caractéristique non physique tend à créer des problèmes numériques dans la réponse du modèle, se traduisant par des discontinuités dans l'envergure et contribuant aux pics visibles sur la figure 3.25(c) aux positions radiales correspondantes de la réponse 3D.

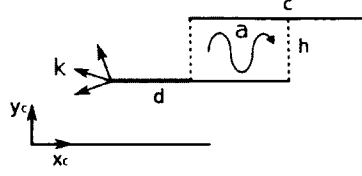


Figure 3.26 Schéma de principe des modes de diffraction de grille d'indices  $k$  et des modes de canaux inter-aubes d'indices  $a$  suite à une rafale incidente  $(\sigma, k_{zc})$ .

Par ailleurs, des modes de canaux inter-aubes d'indices  $a$  représentés sur la figure 3.26 sont également présents, comme au paragraphe 3.4.2. Cependant leurs fréquences de coupures, variables avec l'envergure, dépendent maintenant du nombre d'onde radial, d'après Glegg [50] :

$$f_{c,a} = \pm \frac{c_0 \beta_{xc}}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{a\pi}{h}\right)^2 + k_{zc}^2}. \quad (3.66)$$

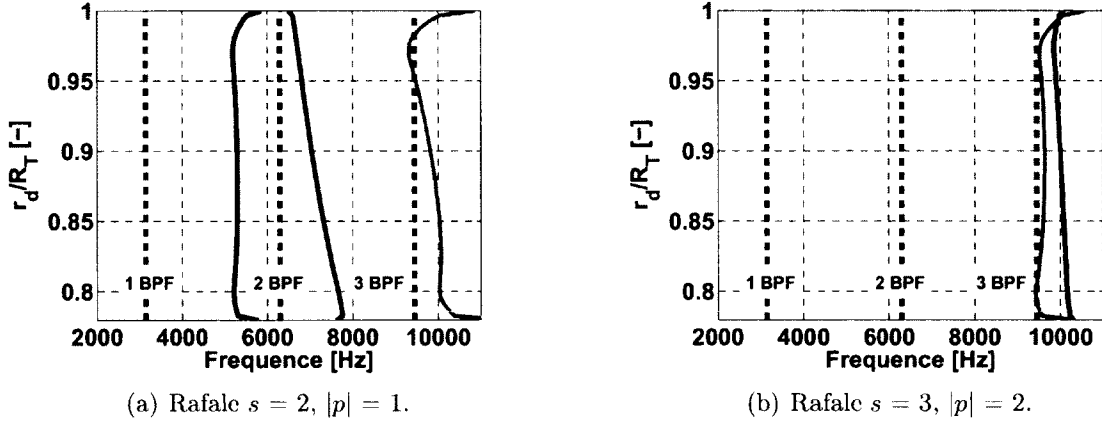


Figure 3.27 Fréquences de coupures  $f_{c,k}$  des modes acoustiques de grille d'indices  $k$ . Bleu :  $k = 1$ . Vert :  $k = 2$ . Rouge :  $k = 3$ .

Les fréquences de coupure étant indépendantes de la phase inter-aubes, la figure 3.28 les présente pour différentes valeurs de  $k_{zc}$ . La figure 3.28(a) montre ainsi que, pour  $k_{zc} = 0$ , le mode de canal  $a = 2$  est coupé sur la partie inférieure du conduit et passant sur la partie supérieure. Cela explique les pics situés à la même position radiale ( $r_d/R_T = 0.88$ ) sur la figure 3.25(c), pour les réponses 2D et 3D. Il est intéressant de constater que dans la réponse 3D l'amplitude de ce pic est réduite, ce qui est dû au coefficient  $\hat{W}_{3,0}$  inférieur à  $\hat{W}_3$  à cette position. Pour la première rafale oblique  $|p| = 1$ , les modes inter-aubes d'indices 1 et 2 ont un passage coupé/passant à 2 et 3 BPF, respectivement, proche de la tête de

l'aube, expliquant les pics visibles sur la réponse 3D à ces mêmes positions. A 3 BPF, les nombreux pics de la courbe verte sur la figure 3.25(c) peuvent également provenir de la rafale  $|p| = 2$  et du mode inter-aube  $a = 0$ , car sa fréquence de coupure est très proche de celle de l'excitation sur toute l'envergure (figure 3.28(c)).

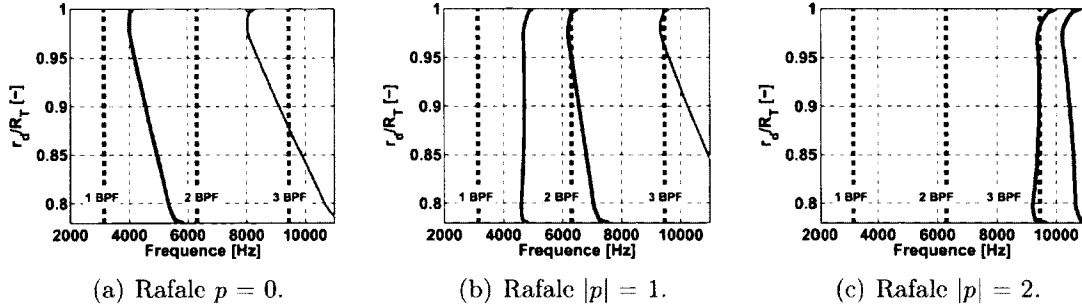


Figure 3.28 Fréquences de coupures  $f_{c,a}$  des modes de canaux inter-aubes d'indices  $a$ . Bleu :  $a = 0$ . Vert :  $a = 1$ . Rouge :  $a = 2$ .

D'après l'analyse précédente, la réponse 3D du modèle contient généralement plus de discontinuités selon l'envergure que la réponse 2D, puisque plus de rafales entrent en jeu. La figure 3.29, sur laquelle sont tracées les réponses de grille à chaque rafale oblique, ainsi que la réponse totale correspondant à la courbe verte de la figure 3.25 confirme cette observation. A 2 BPF, les réponses aux rafales obliques  $|p| = 1$  présentent un pic dans la partie supérieure du conduit et sont donc responsables du pic de la réponse globale (courbe verte). Ces pics sont dus à la fréquence de coupure du mode inter-aubes d'indice  $a = 1$ , créé par la rafale  $|p| = 1$ , valant 2 BPF à cette position radiale (figure 3.28(b)). A 3 BPF, le pic situé au milieu du conduit n'apparaît que dans la réponse à la rafale  $p = 0$ , confirmant qu'il s'agit bien du mode d'indice  $a = 2$  de la figure 3.28(a). Les réponses aux rafales  $|p| = 1$  affichent des pics de petite amplitude vers le haut du conduit. Ceux-ci sont à relier au mode inter-aubes  $a = 2$  créé par la rafale  $|p| = 1$  et devenant passant à cette position (figure 3.28(b)). Les différentes discontinuités des réponses à la rafale  $|p| = 2$  viennent à la fois du mode inter-canaux d'indice  $a = 0$  créé par la rafale  $|p| = 2$  (figure 3.28(c)) et du mode de grille d'indice  $k = 3$  en réponse à cette même rafale. Etant donné les allures des fréquences de coupure, il n'est pas possible ici de distinguer plus précisément les contributions de chaque type de mode.

Finalement, la réponse de grille 3D est complexe puisqu'elle contient la contribution des réponses à chaque rafale oblique. Plus l'harmonique de l'excitation est élevée, plus le nombre de rafales obliques jouant un rôle dans la réponse est grand, impliquant une probable augmentation des discontinuités créées par les deux types de modes étudiés plus haut. Pourtant, comme le montre la figure 3.25, la réponse 3D semble fournir des résultats

encourageants en dehors des zones de discontinuités vis à vis de la réponse numérique. Il est donc intéressant d'évaluer au paragraphe suivant l'apport d'une correction annulaire sur la réponse de grille 3D.

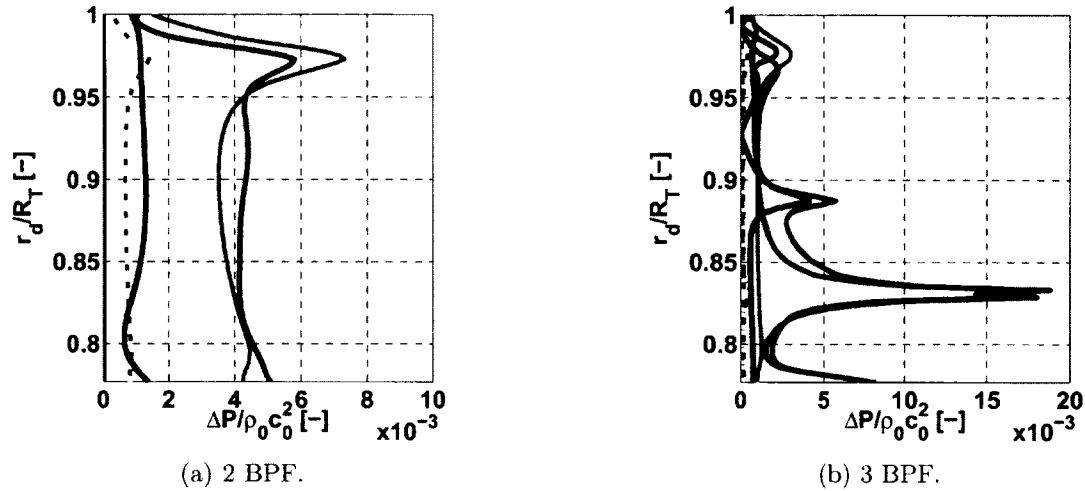


Figure 3.29 Amplitude du saut de pression adimensionné selon l'envergure, en réponse des rafales de nombres d'ondes radiaux différents. Courbe noire :  $k_{zc} = 0$ . Courbe rouge :  $p = -1$ . Courbe rouge pointillée :  $p = 1$ . Courbe bleue :  $p = -2$ . Courbe bleue pointillée :  $p = 2$ . Courbe verte : réponse 3D complète.

### 3.5.5 Correction annulaire

Une correction annulaire sur la réponse de grille a été proposée par Posson *et al.* [128] dans un contexte de bruit à large bande, et son efficacité a été démontrée dans les applications étudiées. Il s'agit ici d'évaluer l'influence de cette correction concernant la prédiction du bruit tonal. La théorie a seulement été développée pour des nombres d'ondes radiaux positifs, mais le stator du CME2 ne possédant pas de flèche, la relation (3.44) permet l'application de cette correction pour tous les nombres d'onde. La théorie de Glegg vue au paragraphe 1.3.4 consiste en la résolution de l'équation du champ potentiel acoustique pour une grille rectiligne de plaques planes d'envergures infinies. Le problème est donc résolu en coordonnées cartésiennes. Posson *et al.* [133] ont ensuite étendu cette théorie via la méthode par bandes de rayons, fournissant les réponses présentées dans les paragraphes ci-dessus. Cependant, sur chaque bande, la configuration est ramenée à une grille rectiligne équivalente pour la résolution de l'équation, réalisée de nouveau en coordonnées cartésiennes. Or Posson *et al.* [128] montrent que l'équation du champ potentiel acoustique, écrite en coordonnées cylindriques sur chaque bande, fait apparaître un terme supplémentaire par rapport à l'expression cartésienne. Dans le cas de l'aube du compres-

seur ne possédant ni flèche ni dévers, ce terme revient en une modification du nombre d'onde radial :

$$\tilde{k}_{zc}^2 = k_{zc}^2 - i \frac{k_{zc}}{r_d}. \quad (3.67)$$

Cette correction permet ainsi de prendre en compte certains effets annulaires dans un problème rectiligne. La figure 3.30 montre la réponse de grille corrigée avec l'équation (3.67) selon l'envergure à mi-corde de l'aube. Les courbes présentes sur la figure 3.25 sont rajoutées pour la comparaison. Pour le cas test étudié et d'après l'équation (3.67), la correction n'intervient que pour les nombres d'ondes radiaux non nuls. Or à 1 BPF, seule la rafale  $k_{zc} = 0$  est super-critique (figure 3.23), et les six autres rafales prises en compte dans le critère élargi sont légèrement modifiées par la correction et contribuent peu à la réponse de l'aube à mi-corde. C'est pourquoi les réponses 3D et 3D corrigées sont quasiment confondues à cette position sur la figure 3.30(a).

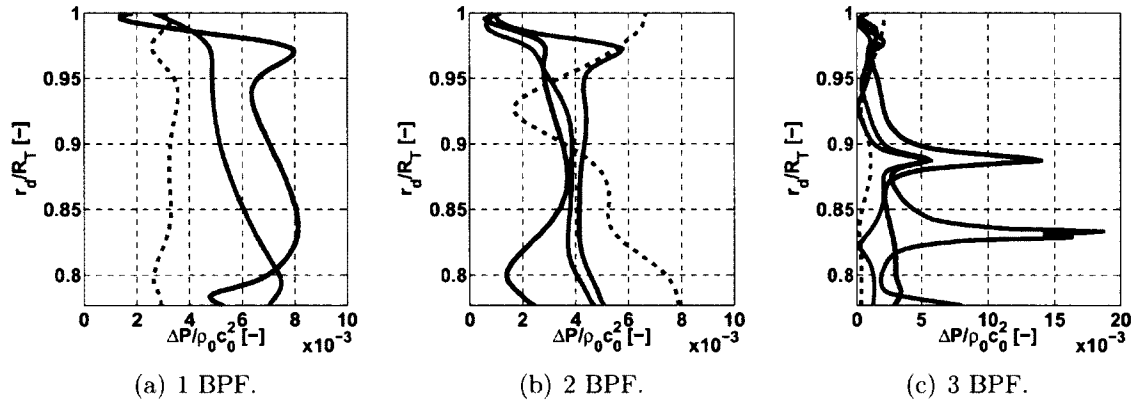


Figure 3.30 Amplitude du saut de pression adimensionné selon l'envergure, à mi-corde de l'aube. Noir : réponse 2D. Vert : réponse 3D. Bleu : réponse 3D corrigée avec l'équation (3.67). Rouge : réponse CFD.

A 2 BPF, l'effet de la correction est important puisque celle-ci fait disparaître la discontinuité non physique de la réponse 3D, due au mode inter-aubes d'indice  $a = 1$ , créé par la rafale  $|p| = 1$ , devenant passant dans la partie supérieure du conduit (figure 3.28(b)). La correction agit sur toute la corde de l'aube, comme le montrent les figures 3.31(a) et 3.31(b). Si la répartition de la source numérique est différente à cette fréquence (figure 3.31(c)), notamment car les parois du conduit et la cambrure de l'aube ne sont pas prises en compte dans le modèle, la correction permet bien de réduire le phénomène non physique du à l'approche par bandes.

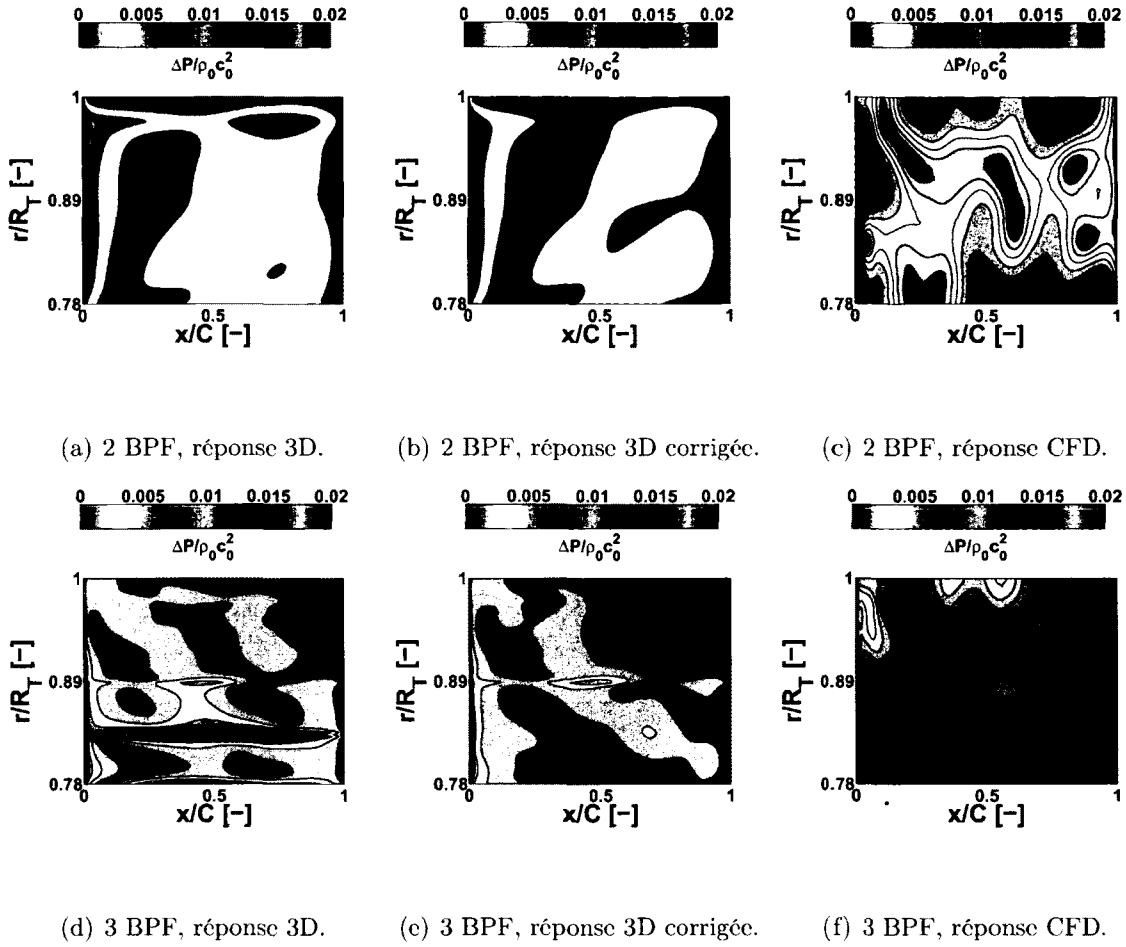


Figure 3.31 Iso-contours sur la surface de l'aube de l'amplitude du saut de pression adimensionné, pour deux harmoniques de la BPF.

A 3 BPF, le pic créé par le mode inter-aubes d'indice  $a = 2$  en réponse à la rafale  $k_{zc} = 0$  (figure 3.28(a)) n'est pas modifié par la correction puisque celle-ci n'agit pas sur le nombre d'onde radial nul. Cependant, les autres discontinuités apportées par les rafales obliques sont clairement réduites, voire supprimées, dans la réponse 3D corrigée de la figure 3.30(c). L'amélioration apportée par la correction est clairement visible sur les figures 3.31(d) et 3.31(e), puisque celle-ci apporte une réponse plus homogène de l'aube, se rapprochant ainsi de la source numérique de la figure 3.31(f).

Afin d'analyser plus en détail l'effet de la correction annulaire sur la réponse de grille, la figure 3.32 compare chacune des réponses à chaque rafale oblique considérée, à 3 BPF. Il est ainsi clairement mis en évidence que la correction agit principalement de manière locale, sur des intervalles d'envergure où la réponse de grille originale présente des discontinuités non physiques créées par les modes de diffraction de grille et inter-aubes. Le pic de la

réponse à la rafale  $p = -1$  se voit réduit par la correction, et ceux des réponses aux rafales  $|p| = 2$  sont supprimés. Finalement l'efficacité de la correction annulaire sur la prédiction des sources acoustiques du bruit tonal est prouvée sur ce cas test. Il reste maintenant à étudier son effet sur la puissance acoustique rayonnée.

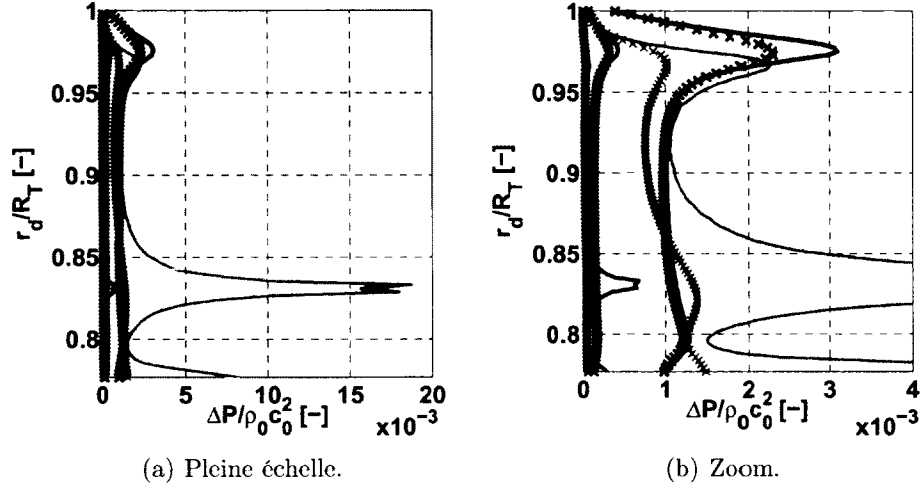


Figure 3.32 Détails des contributions des rafales obliques sur la réponse 3D du modèle à 3 BPF, à mi-corde. Lignes : modèle 3D. Croix : modèle 3D avec correction annulaire. Noir : rafale  $p = -1$ . Vert : rafale  $p = -1$ . Rouge : rafale  $p = -2$ . Bleu : rafale  $p = 2$ .

### 3.5.6 Puissances acoustiques

Les sources acoustiques obtenues analytiquement et numériquement sont rayonnées en amont et en aval du stator en utilisant la même analogie de Goldstein [52]. Concernant la méthode CAA, seule la répartition des sources sur plaques planes est considérée ici (voir paragraphe 3.3.2). Les modes de conduit passants et excités du problème, sur lesquels l'énergie acoustique est répartie, ont déjà été observés sur la figure 3.11 et sont résumés dans le tableau 3.2. On rappelle que, le rotor ayant une vitesse de rotation négative, les modes azimuthaux d'indices  $m$  négatifs sont co-rotatifs.

Tableau 3.2 Modes de conduit passants et excités pour la configuration du compresseur CME2.

Fréquences	Modes de conduit passants et excités							
1 BPF	(10,0)				(10,1)			
2 BPF	(-20,0)	(-20,1)	(-20,2)	(20,0)	(20,1)	(20,2)		
3 BPF	(-50,0)	(-10,0)	(-10,1)	(-10,2)	(-10,3)	(30,0)	(30,1)	(30,2) (30,3)

Les comparaisons de puissances sont réalisées sur la figure 3.33. De nouveau, les puissances modales ( $m, \mu$ ) sont sommées sur chaque indice azimutal correspondant selon la relation (3.60), et les puissances totales par fréquence sont également affichées. Dans la plupart des cas, l'effet des rafales obliques sur la puissance est significatif et tend à fournir des valeurs plus proches de la méthode CAA, considérée comme la référence, par rapport aux rafales 2D. L'effet de la correction annulaire sur la puissance est également quantifiable, et tend à améliorer la réponse 3D originale. A 2 BPF, la réponse 3D corrigée permet de réduire les écarts de prédiction avec les valeurs de référence par rapport à la réponse 2D, de 11 à 5 dB en amont et de 6 à 2 dB en aval. A 3 BPF, ces écarts passent de 8 dB à 6 dB en amont, et de 1 dB à 2 dB en aval (légère dégradation). La première fréquence étudiée fournit des résultats mitigés quant à l'utilisation des rafales 3D. Il sera montré dans la section 3.7 que la prise en compte des effets de cambrure permet d'améliorer la prédiction de cette harmonique.

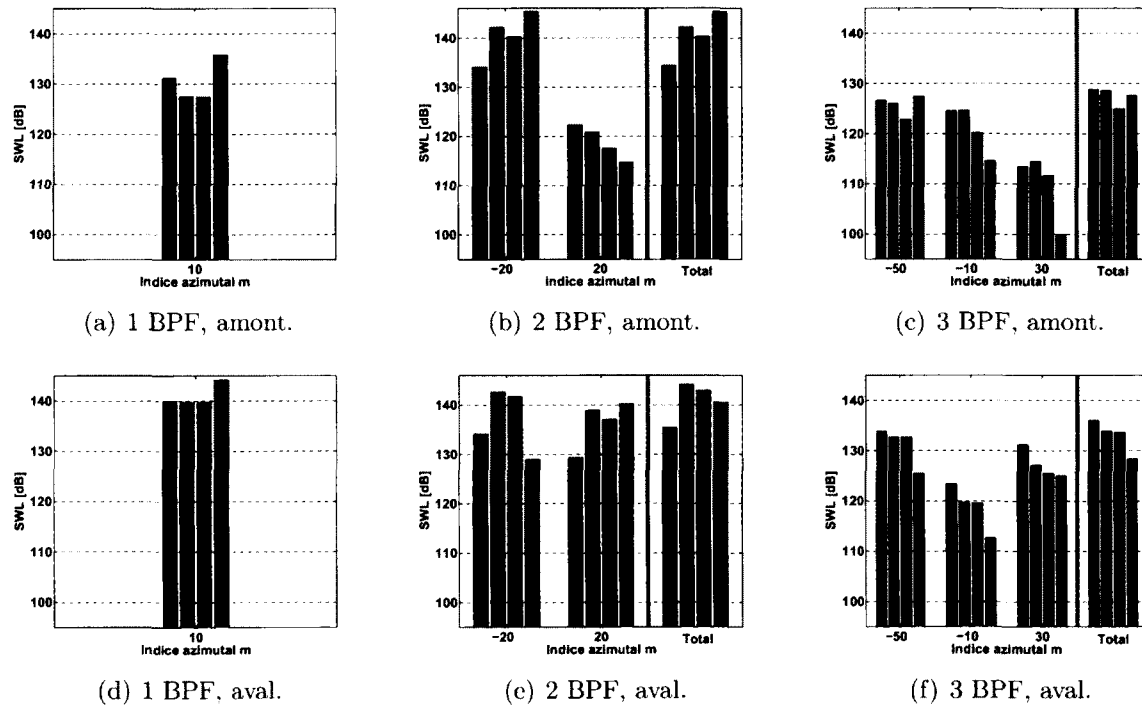


Figure 3.33 Puissances acoustiques modales rayonnées dans le conduit en amont et en aval du stator. Noir : modèle 2D. Vert : modèle 3D. Bleu : modèle 3D avec correction annulaire. Rouge : CAA, rayonnement sur plaques planes.

Globalement, les rafales obliques permettent de fournir une réponse plus réaliste grâce à une meilleure description de l'excitation. Cependant elles accentuent les problèmes liés à l'approche par bandes, en créant davantage de discontinuités sur les sources acoustiques.



---

La correction annulaire étudiée se montre efficace pour réduire ou supprimer localement ces discontinuités et ainsi fournir des sources se rapprochant de la réponse numérique. Les comparaisons de puissances acoustiques corroborent les analyses menées sur les sources, puisque pour la plupart des modes de conduit la prédiction est améliorée par le modèle 3D avec correction annulaire.

## 3.6 Influence de la structure du sillage sur la prédiction du bruit tonal

### 3.6.1 Sources acoustiques

Dans l'étude aérodynamique du compresseur CME2, cinq excitations ont été extraites de la simulation, à plusieurs positions et selon deux méthodes différentes (paragraphe 2.4.6). L'étude des rafales obliques de la section 3.5 précédente n'a considéré qu'une seule excitation parmi celles disponibles, correspondant à une extraction sur le plan d'interface rotor-stator moyennée dans le repère tournant. Or, il a été montré sur les figures 2.31 et 2.32 que les excitations aérodynamiques varient sensiblement entre elles. Dans leur étude, Maunus *et al.* [98] montrent l'influence de la forme du sillage sur la prédiction du bruit tonal de soufflante. Cependant, chaque sillage provient d'une simulation numérique différente, et aucun effet sur les sources acoustiques n'est quantifié. Il apparaît donc essentiel d'évaluer l'influence de la structure du sillage, selon sa méthode d'extraction dans la même simulation, à la fois sur les sources acoustiques du bruit tonal et sur la puissance rayonnée. Dans cette section, seul le modèle 3D avec correction annulaire est utilisé, car la section précédente tend à montrer que celui-ci fournit les prédictions les plus réalistes.

La figure 3.34 présente la réponse de grille du modèle pour les cinq excitations disponibles, à 20 et 50% de la corde de l'aube. Les lignes pointillées correspondent à la vitesse extraite sur tout un plan circonférentiel au cours du temps, et moyennée dans le référentiel relatif du rotor. D'après le paragraphe 2.4.6, cette excitation ne contient aucun effet potentiel instationnaire du stator. Trois sondes, fixes dans le repère du stator et représentées sur la figure 2.30(a), enregistrent la vitesse au cours du temps. Celles-ci fournissent donc une excitation contenant tous les effets potentiels du stator, selon leur position relativement à l'aube. Les sauts de pression créés par ces excitations sont indiqués par des lignes pleines sur la figure 3.34. La couleur rouge correspond à des extractions sur le plan d'interface rotor-stator, situé 8%  $C_s$  en amont des aubes. Les courbes noires proviennent de la position 2 juste en amont du stator, alors que la courbe bleue vient de la vitesse extraite au milieu

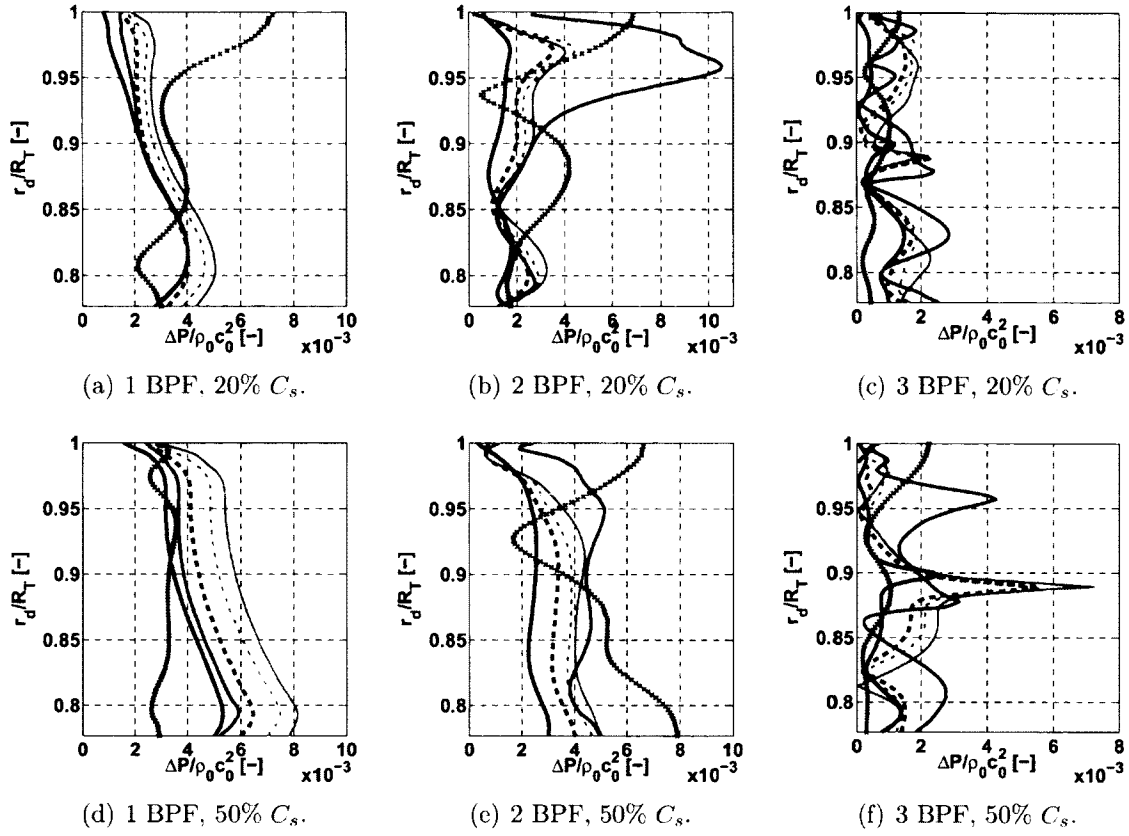


Figure 3.34 Effets de la structure du sillage sur l'amplitude du saut de pression adimensionné selon l'envergure. Les positions d'extractions du sillage sont indiquées sur la figure 2.30(a). Lignes pointillées : excitations moyennées dans le référentiel du rotor, rouge : abscisse axiale de la position 1, noire : abscisse axiale de la position 2. Lignes pleines : extractions temporelles, rouge : position 1, noire : position 2, bleue : position 3. Croix violettes : réponse CFD.

du passage inter-aubes (position 3, figure 2.30(a)). Dans le paragraphe 2.4.6, les vitesses moyennées aux positions 1 et 2 montrent les effets de convection et de blocage du stator sur le sillage du rotor, qui résultent en un amortissement de l'excitation. Celui-ci se traduit effectivement par une réduction de l'amplitude des sources acoustiques à toutes les harmoniques étudiées, lors de la comparaison des courbes pointillées. D'après la figure 2.32, les effets potentiels instationnaires du stator sont plus marqués à la position 2 qu'à la position 1, entraînant des différences plus grandes en termes de formes sur les courbes noires que sur les rouges. Cette analyse se retrouve sur les sources acoustiques, puisque le saut de pression créé par l'excitation enregistrée juste en amont du stator (ligne noire pleine) présente des évolutions différentes des autres courbes aux positions axiales 1 et 2. Finalement, l'excitation enregistrée au milieu du passage inter-aubes fournit une réponse très

---

éloignée des autres. Cela s'explique principalement par le nombre de Mach selon la corde  $M_{xc}$  provenant de cette position et étant plus élevé que celui aux autres positions (+20% environ par rapport à la position 2). Or cette quantité intervient dans les fréquences de coupure des modes de grille (équation (3.62)) et inter-aubes (équation (3.66)), entraînant donc des discontinuités selon l'envergure différentes des autres réponses, et visibles à 2 et 3 BPF sur les courbes bleues. D'après la figure 3.34, il reste délicat de conclure quant à l'excitation fournissant la réponse la plus proche de la source numérique (croix violettes), même si l'excitation moyennée à la position 2 semble représenter le meilleur compromis.

### 3.6.2 Puissances acoustiques

Les sources acoustiques du paragraphe précédent, obtenues avec cinq excitations, sont maintenant rayonnées dans le conduit suivant le même principe qu'au paragraphe 3.5.6. Les puissances acoustiques modales sommées sur chaque mode azimutal sont présentées sur la figure 3.35. Celles-ci sont comparées aux puissances données par la méthode CAA, en utilisant l'approche du rayonnement sur plaques planes (voir paragraphe 3.3.2). Il est tout d'abord remarquable de constater que suivant la position et la méthode d'extraction de l'excitation, la puissance rayonnée peut varier de 2 à 3 dB à 1 BPF, jusqu'à 8, voire 11 dB pour les harmoniques supérieures. La comparaison des barres pointillées montre les effets de la convection et du blocage moyen du stator sur le sillage en termes de puissance. La réduction résultante est plutôt modérée car elle se situe entre 1 et 2 dB. Ce sont donc les effets potentiels instationnaires du stator qui ont le plus d'influence sur les variations de puissances prédites. Pour le rayonnement aval, à 2 et 3 BPF, l'excitation enregistrée au plus près du bord d'attaque de l'aube (noir) fournit les résultats les plus proches des puissances CAA. Pourtant, concernant le rayonnement amont, il semble que la vitesse provenant du milieu du passage inter-aubes (bleu) donne les meilleurs résultats à ces mêmes fréquences. Il apparaît donc délicat de conclure quant aux meilleures position et méthode d'extraction absolue à adopter pour garantir la prédiction acoustique la plus fidèle. Cependant, la vitesse extraite sur un plan proche du stator et moyennée dans le repère tournant semble représenter un compromis intéressant, à la fois en termes de sources et de puissances résultantes (lignes noires pointillées), par rapport aux extractions temporelles aux points fixes 2 et 3 (courbes noire et bleue). En effet, le bord d'attaque réel et la géométrie de l'aube influent sur la réponse de l'aube à une excitation dans le cadre du bruit tonal. Il apparaît donc plus opportun d'alimenter le modèle analytique basé sur un profil infiniment fin par une excitation moyennée spatialement plutôt que par une excitation extraite à une position locale particulière.

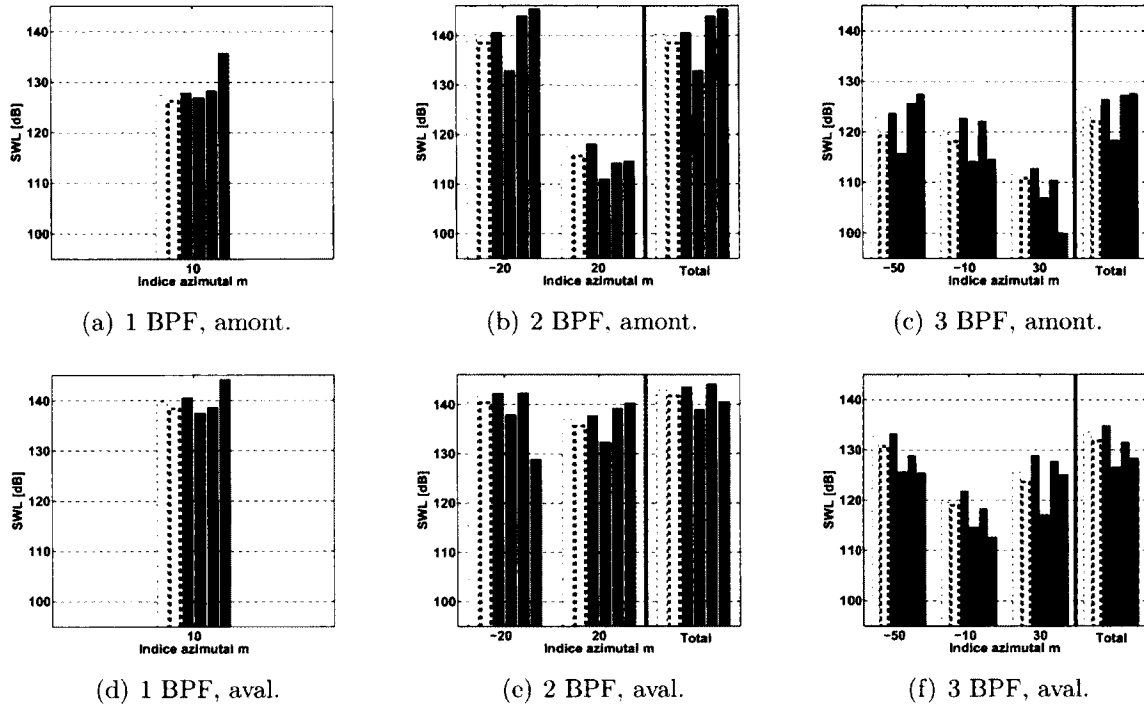


Figure 3.35 Effets de la structure du sillage sur les puissances acoustiques modales rayonnées dans le conduit. Les positions d'extractions du sillage sont indiquées sur la figure 2.30(a). Lignes pointillées : excitations moyennées dans le référentiel du rotor, rouge : abscisse axiale de la position 1, noire : abscisse axiale de la position 2. Lignes pleines : extractions temporelles, rouge : position 1, noire : position 2, bleue : position 3. Violet : CAA, rayonnement sur plaques planes.

## 3.7 Evaluation du modèle avec effets de cambrure

### 3.7.1 Sources acoustiques

Le modèle avec effets de cambrure présenté au paragraphe 3.2.5 est évalué sur le cas réaliste du compresseur CME2. D'après la section 3.5, seule la réponse de grille 3D avec correction annulaire est utilisée. De plus, l'excitation aérodynamique choisie pour la présente étude correspond à la vitesse extraite près du stator et moyennée dans le repère tournant, car la section 3.6 tend à montrer que celle-ci représente le meilleur compromis. Afin d'analyser la méthode décrite plus haut, la figure 3.36 présente le saut de pression adimensionné le long de la corde, à mi-envergure de l'aube.

En plus de la réponse du modèle original (noir) et des sources CFD (rouge), vues au paragraphe 3.5.5, les sauts de pression calculés dans la méthode de cambrure sont représentés

sur la figure 3.36. Les termes de bord d'attaque,  $\sum_{q=1}^6 L_{q,s,m,\mu}$ , sont calculés sur une grille calée avec  $\alpha_{BA}$ , et les termes de bord de fuite,  $\sum_{q=7}^{12} L_{q,s,m,\mu}$ , proviennent d'une grille calée avec  $\alpha_{BF} (< 0)$ . Pour chacune des grilles, les sauts de pression partiels font apparaître des discontinuités en  $d$  et  $C-d$ . En effet, d'après le schéma de la figure 3.6, il manque les termes 7 à 9 sur la distance  $[d \ C-d]$  pour la réponse du bord d'attaque, créant la discontinuité en  $d$ . De même, pour la réponse du bord de fuite, il manque le terme 6 sur cette distance  $[d \ C-d]$ , créant la discontinuité en  $C-d$ . La réponse du bord d'attaque étant nulle sur  $[C-d \ C]$  et celle du bord de fuite sur  $[0 \ d]$ , deux autres discontinuités apparaissent en  $C-d$  et  $d$  respectivement. La figure 3.36 met en évidence ces quatre discontinuités le long de la corde à chaque harmonique, représentant une limitation pour la validité mathématique du modèle. D'après l'équation (3.53), il n'est pas possible de sommer directement les contributions de chacune des grilles et de représenter les sources acoustiques résultantes du modèle de cambrure. C'est pourquoi les intégrales de rayonnement sont analysées au paragraphe suivant.

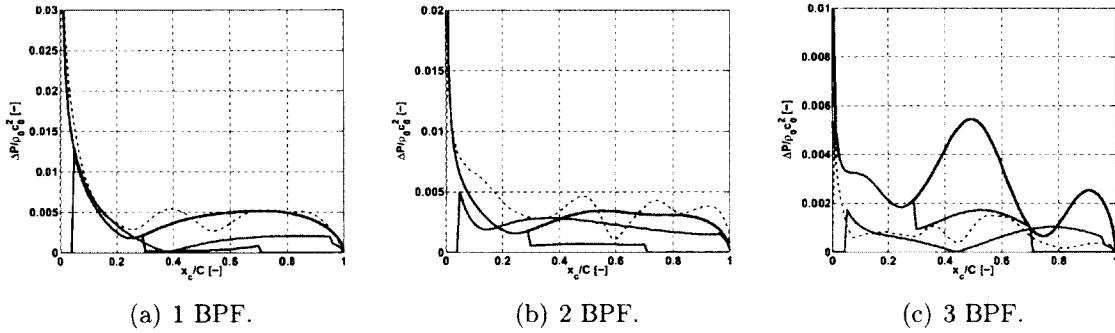


Figure 3.36 Réponse de grille adimensionnée 3D avec correction radiale selon la corde à mi-envergure de l'aube. Noir : réponse complète sur grille calée selon  $\alpha_{BA}$ . Vert : termes de bord d'attaque sur grille calée selon  $\alpha_{BA}$ ,  $q = 1$  à 6. Bleu : termes de bord de fuite sur grille calée selon  $\alpha_{BF}$ ,  $q = 7$  à 12. Rouge : réponse CFD.

### 3.7.2 Puissances acoustiques

Les intégrales de rayonnement correspondent à l'intégrande de l'équation (3.53) exprimée selon le rayon. Celles-ci sont tracées pour chaque harmonique et certains modes de conduit sur la figure 3.37 pour le rayonnement amont, la fonction radiale propre étant adimensionnée par sa norme  $\sqrt{\Gamma_{m,\mu}}$ . La courbe noire représente le résultat du modèle sans cambrure, les croix vertes et bleues les contributions des termes de bord d'attaque et de bord de

fuite respectivement, et la courbe bleu foncé l'intégrale donnée par le modèle avec effets de cambrure :

$$\frac{E_{m,\mu}(r'_d)}{\sqrt{\Gamma_{m,\mu}}} (S_{BA}^{\pm} + S_{BF}^{\pm}) . \quad (3.68)$$

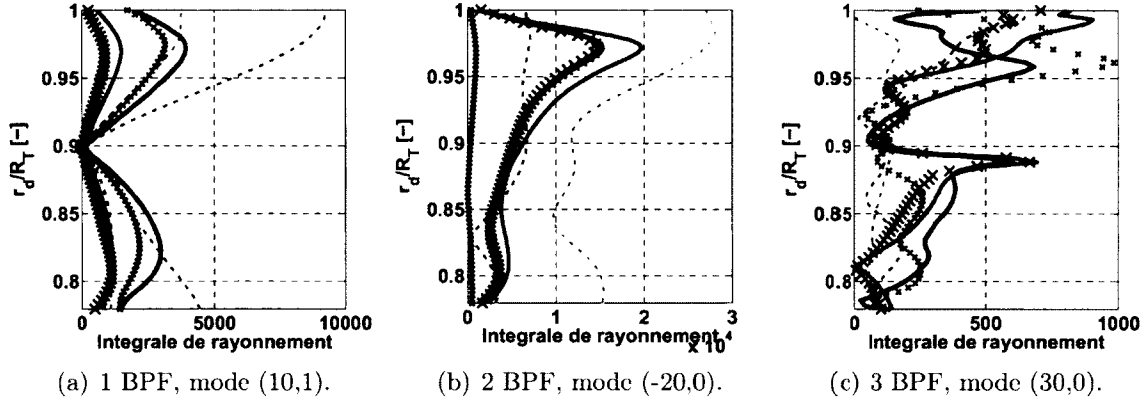


Figure 3.37 Intégrale de rayonnement amont selon l'envergure adimensionnée par la norme de la fonction radiale propre. Noir : intégrale complète sur grille calée selon  $\alpha_{BA}$ . Croix vertes : intégrale des termes de bord d'attaque sur grille calée selon  $\alpha_{BA}$ ,  $q = 1$  à 6. Croix bleues : intégrale des termes de bord de fuite sur grille calée selon  $\alpha_{BF}$ ,  $q = 7$  à 12. Bleu foncé : intégrale du modèle avec effets de cambrure (équation (3.68)). Ligne rouge pointillée : CAA avec rayonnement sur plaques planes. Ligne violette pointillée : CAA avec rayonnement sur ligne de cambrure moyenne.

Par ailleurs, le paragraphe 3.3.2 présente deux approches dans la méthode CAA, permettant d'une part de considérer une grille de plaques planes pour rayonner les sources CFD, et d'autre part d'utiliser la ligne de cambrure réelle de l'aube dans le rayonnement de ces sources. Les intégrales fournies par ces deux approches sont donc ajoutées sur la figure 3.37, en rouge et violet respectivement. Le mode de conduit observé à 1 BPF ayant un indice radial de 1, une annulation est présente en envergure dans la fonction propre, visible sur la figure 3.37(a). Sur ce cas, la contribution des termes de bord de fuite est supérieure à ceux du bord d'attaque, permettant d'obtenir une réponse avec cambrure plus proche des valeurs de référence que le modèle original. Pour le mode  $(-20,0)$  à 2 BPF, l'apport des termes de bord de fuite est négligeable dans l'intégrale du modèle de cambrure. On observe de plus un écart d'amplitude important entre les deux approches CAA, alors que les sources acoustiques sont identiques. Cela signifie donc que, même si celles-ci sont concentrées au bord d'attaque, la répartition des sources d'amplitudes plus faibles sur le reste de l'aube joue un rôle primordial dans le rayonnement acoustique. A 3 BPF, les intégrales calculées sur une grille calée avec  $\alpha_{BA}$  présentent un pic marqué à mi-envergure,

correspondant au mode inter-aubes d'indice 2 devenant passant à cette position en réponse à la rafale  $k_{zc} = 0$  (voir paragraphe 3.5.4), et non corrigé par la correction annulaire. Les termes de bord de fuite étant calculés sur une grille calée avec  $\alpha_{BF}$ , la position radiale à laquelle ce mode inter-aubes devient passant change car la solidité de la grille varie. Cette position est située au dessus de  $r/R_T = 0.95$ , créant un pic dans l'intégrale de bord de fuite (croix bleues). Finalement, la réponse globale du modèle de cambrure (ligne bleue foncée) contient les discontinuités créées sur chacune des grilles (seulement celles créées par les rafales de nombre d'onde radial nul, les autres étant corrigées par la correction annulaire).

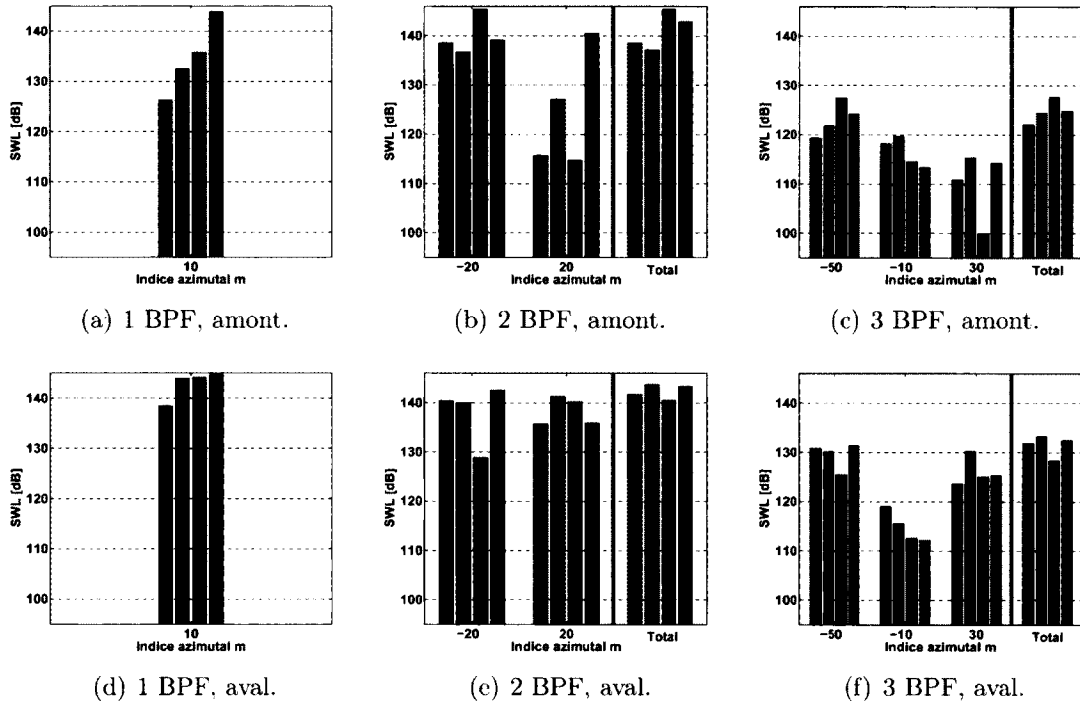


Figure 3.38 Effets de cambrure de l'aube sur les puissances acoustiques modales rayonnées dans le conduit. Noir : réponse de grille 3D avec correction annulaire. Bleu : réponse de grille 3D avec correction annulaire et effets de cambrure. Rouge : CAA avec rayonnement sur plaques planes. Violet : CAA avec rayonnement sur ligne de cambrure moyenne.

Les intégrales de rayonnement étant connues, les puissances acoustiques modales sont ensuite calculées (voir paragraphe 3.2.4) en amont et en aval du stator, et présentées sur la figure 3.38. Il est remarquable de constater que, excepté à 1 BPF en amont, les écarts de puissances totales fournies par le modèle et la méthode CAA avec effets de cambrure (barres bleues et violettes) sont nettement réduits par rapport aux écarts entre les prédictions analytiques et numériques sans effets de cambrure (barres noires et rouges). Ces

écarts sont rapportés dans le tableau 3.3, montrant effectivement l'amélioration significative de la prédiction acoustique par le modèle avec effets de cambrures. Dans quatre cas sur six, le modèle fournit une prédiction de puissance acoustique totale distante de moins de 1 dB par rapport à la valeur de référence. Seule la prédiction à 1 BPF en amont est dégradée, de 2 dB. Concernant les répartitions de puissances modales, les écarts de résultats avec effets de cambrure sont plus faibles ou équivalents à ceux obtenus sur plaques planes, excepté pour les modes +20 en amont et +30 en aval. La figure 3.38 permet également de quantifier l'effet sur le rayonnement de la répartition des dipôles sur les aubes du stator, à partir des mêmes sources numériques réalistes. Globalement, cet effet se situe aux alentours de 3 dB, mais peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées pour certains modes : 26 dB pour le mode +20 en amont, 14 dB pour les modes -20 et +30 en aval et en amont respectivement.

Tableau 3.3 Ecarts de prédiction de la puissance acoustique totale par harmonique relativement aux résultats CAA correspondants, en décibels.

	1 BPF		2 BPF		3 BPF	
	Amont	Aval	Amont	Aval	Amont	Aval
Sans cambrure	9.5	5.7	6.8	1.1	5.6	3.5
Avec cambrure	11.4	0.7	5.7	0.3	0.4	0.8

Cette section permet d'évaluer le modèle avec effets de cambrure dans sa version la plus complète, contenant les rafales obliques, la réponse 3D et la correction annulaire, sur le cas test réaliste du compresseur CME2. La comparaison des résultats de prédiction acoustique avec les puissances fournies par l'approche CAA prenant en compte la cambrure réelle de l'aube dans le rayonnement est très satisfaisante. Il est ainsi démontré que l'extension du modèle de grille permet effectivement de capturer des effets de cambrure, à la fois dans la génération des sources et leur rayonnement. En effet, les sources numériques sont obtenues sur la géométrie réelle de l'aube, et leur rayonnement est réalisé sur la ligne de cambrure de celle-ci. Par comparaisons avec des résultats sans effets de cambrure, l'étude confirme que ceux-ci jouent un rôle significatif dans la génération et le rayonnement du bruit tonal d'interaction rotor-stator.

## 3.8 Conclusion

Ce chapitre propose une extension du modèle acoustique basé sur la réponse de grille de Posson *et al.* [133] à la problématique du bruit tonal d'interaction rotor-stator. Les développements théoriques ont été généralisés à un sens quelconque de rotation de la soufflante, la décomposition de l'excitation aérodynamique en rafales obliques a été introduite ainsi



---

qu'une méthode simple permettant de prendre en compte les effets de cambrure dans la génération des sources. Par ailleurs, la méthode CAA basée sur les simulations URANS du chapitre 2 a été détaillée et mise en œuvre. Cette méthode repose sur l'extraction des sources acoustiques numériques et leur rayonnement par une analogie acoustique. Ces sources prennent en compte les effets réels de la géométrie de l'aube et de l'écoulement, et la cambrure de l'aube peut être considérée dans leur rayonnement. Par conséquent, les résultats de la méthode CAA constituent la référence permettant d'évaluer le modèle analytique. Sur un cas test académique, l'intérêt d'utiliser la condition de Kutta au bord de fuite des aubes dans le modèle analytique non visqueux a été démontré. L'hypothèse de non-épaisseur des aubes utilisée par le modèle semble peu influencer sur la puissance acoustique totale mais modifie la répartition de l'énergie acoustique entre les modes de conduit. Des effets technologiques comme un détachement tourbillonnaire non prédit par le modèle ont montré les limitations de celui-ci. La simulation aérodynamique du compresseur CME2 utilisée dans la méthode CAA a permis d'évaluer la décomposition radiale de l'excitation et la réponse 3D de la grille, montrant que cette approche améliore les prédictions analytiques des sources et des puissances acoustiques, à condition qu'une correction annulaire soit appliquée sur la réponse. Plusieurs méthodes d'extraction, dans le champ CFD, de l'excitation aérodynamique alimentant le modèle analytique ont été étudiées. Le sillage du rotor extrait au plus près de l'aube et moyenné dans le repère tournant fournit les résultats analytiques les plus proches des données CAA, car les effets de convection par l'écoulement et de blocage du stator (effet potentiel moyen) sont pris en compte dans cette excitation. De plus, l'évaluation du modèle avec effets de cambrure, rafales obliques et correction annulaire a fourni des comparaisons très satisfaisantes avec la méthode CAA incluant un rayonnement acoustique à partir de la ligne de cambrure moyenne de l'aube. Même si le mécanisme d'interaction rotor-stator est prédominant dans la région du bord d'attaque, la distribution des sources sur toute la surface de l'aube joue un rôle crucial dans le rayonnement acoustique. Finalement, les améliorations apportées à la prédiction analytique du bruit tonal d'interaction rotor-stator ont été démontrées, ainsi que la capacité de la méthode CAA développée à prendre en compte des effets réels dans la prédiction numérique du bruit.

# CHAPITRE 4

## ÉTUDE AÉRODYNAMIQUE LES

### 4.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre consiste à présenter et à analyser la simulation aux grandes échelles (LES) réalisée sur une configuration rotor-stator. Comme expliqué dans la section 1.5, celle-ci constitue la première étape de la méthode hybride CAA développée dans cette thèse en vue de la prédiction du bruit à large bande de soufflante. En effet, seule une approche LES est capable de fournir avec précision l'excitation aérodynamique à l'origine du bruit à large bande, c'est à dire les sillages turbulents du rotor, ainsi que la réponse instationnaire des aubes correspondant aux sources acoustiques à large bande. L'analogie acoustique (paragraphe 1.2.3), déjà utilisée dans le cadre du bruit tonal, sera de nouveau mise en œuvre dans la section 5.5 pour rayonner ces sources numériques dans le conduit annulaire. Une fois cette approche CAA mise en place et appliquée sur une configuration réaliste, elle pourra être évaluée par rapport aux modèles analytiques de prédiction du bruit à large bande. Seules quelques études LES dans le domaine des turbomachines et ayant une portée aéroacoustique existent dans la littérature récente. Par exemple, Boudet *et al.* [15] et Cahuzac [18] ont étudié le bruit à large bande du tourbillon de jeu du rotor. Greschner et Thiele [60, 61] ont réalisé une LES avec loi de paroi sur une grille rectiligne rotor-stator 2.5D, afin d'extraire la pression acoustique dans l'écoulement. Reboul [137] a utilisé un calcul LES d'un compresseur simplifié, d'une envergure limitée (5% de la corde), et seuls quelques points d'enregistrement sur l'aube étaient disponibles pour comparer les résultats numériques avec un modèle acoustique de profil isolé. L'originalité de ce chapitre consiste donc à mettre en place une LES résolue en paroi d'un étage rotor-stator annulaire 3D, afin de calculer directement les sources acoustiques à large bande sur toute la surface de l'aube en prenant en compte sa véritable réponse 3D. La section 4.2 introduit la méthode numérique utilisée pour réaliser le calcul, notamment les caractéristiques du modèle de sous-maille. La simulation est de nouveau réalisée sur la configuration du compresseur CME2 (section 2.4), et la mise en place du calcul est expliquée dans la section 4.3. L'écoulement moyen LES est tout d'abord analysé dans la section 4.4 via des comparaisons avec des résultats venant de la simulation URANS réalisée au chapitre 2. Puis les

couches limites sur les aubages et les caractéristiques instationnaires du calcul LES sont respectivement étudiées dans les sections 4.5 et 4.6.

## 4.2 Méthode numérique

### 4.2.1 Equations de Navier-Stokes filtrées

Comme brièvement introduit au paragraphe 1.4.2, la simulation des grandes échelles vise à résoudre les structures de l'écoulement jusqu'à une certaine échelle, puis à modéliser les plus petites jusqu'à l'échelle de Kolmogorov [126]. Au-delà, la mécanique des milieux continus ne s'applique plus, et le problème devient de type moléculaire. Les équations de Navier-Stokes gouvernant la dynamique des fluides s'écrivent, sous leur forme aux dérivées partielles, en appliquant la sommation sur les indices et en négligeant les forces volumiques :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i e_t}{\partial x_i} = -\frac{\partial u_i p}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (4.3)$$

Les équations (4.1), (4.2) et (4.3) représentent respectivement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale.  $\rho$  est la masse volumique,  $\mathbf{u}$  le vecteur vitesse,  $p$  la pression,  $e_t$  l'énergie totale,  $\mathbf{q}$  le flux de chaleur et  $\tau_{ij}$  le tenseur des contraintes visqueuses, s'écrivant sous la forme suivante, en négligeant la viscosité volumique :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right). \quad (4.4)$$

$\mu$  est la viscosité dynamique du fluide supposé Newtonien. Pour chaque variable  $\alpha$ , il est ensuite nécessaire d'introduire sa décomposition en une partie filtrée  $\bar{\alpha}$  qui est effectivement résolue par la simulation, et une partie non résolue  $\alpha'$  [8] :

$$\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'. \quad (4.5)$$

Cette décomposition s'effectue en pratique via un filtrage spatial. Ce filtre, lié à la taille de maille locale, peut avoir une expression explicite [8] ou être implicitement réalisé par le maillage. D'après Boudet *et al.* [16], cette approche se montre fiable et est donc retenue pour la suite. Ainsi, en notant  $\Delta$  la longueur caractéristique locale du maillage, réalisé selon les directions  $(i, j, k)$  :

$$\Delta = (\Delta_i \Delta_j \Delta_k)^{1/3}, \quad (4.6)$$

la fréquence de coupure du filtre dans l'espace des nombres d'onde vaut [18] :

$$k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \frac{\pi}{\Delta}. \quad (4.7)$$

Toutes les structures de longueurs d'ondes supérieures à  $\lambda_c$ , contenant la plus grande part de l'énergie, sont donc résolues. Les structures turbulentes de longueurs d'ondes inférieures à  $\lambda_c$ , ou de fréquences supérieures à  $k_c$ , sont modélisées en supposant qu'elles participent principalement à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. L'écoulement traité étant compressible ( $M > 0.3$ ), il convient d'introduire la décomposition de Favre permettant d'obtenir une forme classique des équations [8]. Toute variable  $\alpha$  se décompose alors sous la forme :

$$\alpha = \tilde{a} + a'' \quad \text{avec} \quad \tilde{a} = \frac{\overline{\rho\alpha}}{\bar{\rho}} \quad \text{et} \quad \overline{\rho\alpha''} = 0. \quad (4.8)$$

Finalement, les équations filtrées de Navier-Stokes s'écrivent [16] :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial t_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{\rho} \tilde{e}_t + \bar{p}) \tilde{u}_j] = \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} + t_{ij})] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\bar{\mu} c_p}{Pr} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial \theta_j}{\partial x_j}. \quad (4.11)$$

$T$  est la température,  $Pr$  le nombre de Prandtl et  $c_p$  le coefficient de chaleur spécifique à pression constante.  $t_{ij}$  et  $\theta_j$  sont respectivement le tenseur des contraintes de sous-maille et le flux de chaleur de sous-maille. Seuls ces termes expriment les effets des échelles non

résolues. Cependant, ils ne peuvent pas être calculés directement à cause d'un problème de fermeture des équations, dans lesquelles les inconnues sont plus nombreuses que le nombre d'équations. C'est pourquoi ils doivent être approchés via un modèle de sous-maille.

#### 4.2.2 Modèle de sous-maille SISIM

Plusieurs modèles de sous-maille (*Sub-Grid Scale model*) permettent d'approximer les valeurs  $t_{ij}$  et  $\theta_j$ . La plupart font appel à l'introduction d'une viscosité turbulente, ou de sous-maille,  $\nu_{SGS}$ . Cette approche se justifie physiquement puisque, selon la théorie de la turbulence [126], les petites échelles ont principalement un rôle de dissipation de l'énergie. Les termes recherchés se modélisent alors sous la forme [16] :

$$t_{ij} = \bar{\rho} \nu_{SGS} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), \quad (4.12)$$

$$\theta_j = \frac{\bar{\rho} \nu_{SGS} c_p}{Pr_{SGS}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}, \quad (4.13)$$

où le nombre de Prandtl de sous-maille est fixé à  $Pr_{SGS} = 0.9$  [16]. Le modèle original de Smagorinsky [149] propose l'expression suivante pour la viscosité turbulente :

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 |\tilde{S}|, \quad \text{avec} \quad |\tilde{S}| = \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \quad \text{et} \quad \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.14)$$

Ce modèle est basé sur la constante de Smagorinsky  $C_s$ , pouvant prendre la valeur  $C_s \approx 0.18$  [8, 16]. Si ce modèle se montre pertinent et est largement utilisé [8], sa principale limitation vient du fait qu'en présence de couche de cisaillement, la valeur de  $\nu_{SGS}$  augmente avec  $|\tilde{S}|$ , alors qu'en réalité la turbulence de l'écoulement n'est pas modifiée. Il est alors nécessaire d'adapter la valeur de la constante  $C_s$ , par exemple par une fonction d'amortissement [8].

Lévêque *et al.* [89] ont récemment proposé un modèle de sous-maille basé sur celui de Smagorinsky et permettant de traiter efficacement les couches de cisaillement dans un cadre général avec des géométries complexes. Ce modèle SISIM (*Shear-Improved Smagorinsky Model*) calcule la viscosité de sous-maille selon l'expression [89] :

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \left( |\tilde{S}| - |< \tilde{S} >| \right). \quad (4.15)$$

---

Ainsi la moyenne des contraintes de cisaillement  $\langle \tilde{S} \rangle$  est retranchée de la viscosité turbulente, permettant de s'affranchir de la limitation du modèle original de Smagorinsky. Boudet *et al.* [16] ont implémenté le modèle SISM dans le solveur *Turb'Flow* et ont montré son efficacité, en particulier dans le calcul des couches limites et de leur transition d'un état laminaire à un état turbulent. Ce modèle a ensuite été appliqué avec succès sur des configurations turbomachines réalistes, pour la simulation du tourbillon de jeu en tête de pale [15, 18, 19]. C'est la raison pour laquelle il a été choisi d'utiliser le modèle de sous-maille SISM pour la simulation d'une configuration rotor-stator.

## 4.3 Mise en place du calcul

### 4.3.1 Configuration et topologie du maillage

La simulation aux grandes échelles est réalisée sur le compresseur CME2, déjà utilisé comme cas test pour la prédiction du bruit tonal d'un étage rotor-stator dans les chapitres 2 et 3. Une simulation URANS ayant déjà été menée sur cette géométrie (section 2.4), des comparaisons sont donc possibles avec la présente simulation et sont effectuées dans la section 4.4. A partir de la géométrie du compresseur CME2, décrite au paragraphe 2.4.1, il a été choisi d'apporter deux modifications afin de conserver des coûts de calcul acceptables. D'une part, l'envergure du conduit est réduite à 1/3 de sa valeur initiale. Les parois de ce conduit restreint correspondent à des surfaces de courant moyennes venant de la simulation URANS, et situées de part et d'autre de la mi-envergure du conduit original. Le conduit annulaire LES est donc légèrement convergent de l'amont à l'aval de l'étage. Le rapport de conduit  $R_H/R_T$  vaut 0.91 dans l'espace inter-roues, alors qu'il est de 0.77 à cette position dans la machine réelle. Le rapport d'aspect  $(R_T - R_H)/C$  des pales du rotor et des aubes du stator vaut respectivement 0.22 et 0.24 (avec  $C$  la corde correspondante). D'autre part, comme le montre la figure 4.1, le nombre d'aubes du stator est réduit à 30, soit la même quantité que les pales du rotor. Cela permet en effet de simuler seulement un canal de pale et un canal d'aube simultanément, contrairement à la configuration 3 pales/4 aubes du calcul URANS (paragraphe 2.4.3). Cette simplification se justifie par le fait que le mécanisme d'interaction de la turbulence du sillage avec les aubes est peu influencé par le nombre d'aubes<sup>1</sup>. La solidité du stator à mi-envergure  $\zeta_s = 1.5$  est inférieure à celle de la configuration originale ( $\zeta_s = 2$ , voir tableau 2.1), mais la distance de recouvrement  $(C - d)/C = 83\%$  reste significative pour considérer de nouveau l'effet de grille dans l'étude

---

<sup>1</sup>contrairement au bruit tonal pour lequel les modes de conduit acoustiques excités dépendent précisément des nombres de pales et d'aubes.

acoustique. Les géométries des aubages réels sont conservées sur l'envergure restreinte, et ceux-ci sont fixés sur les parois en pied et en tête du conduit (pas de jeu en tête de pale du rotor).

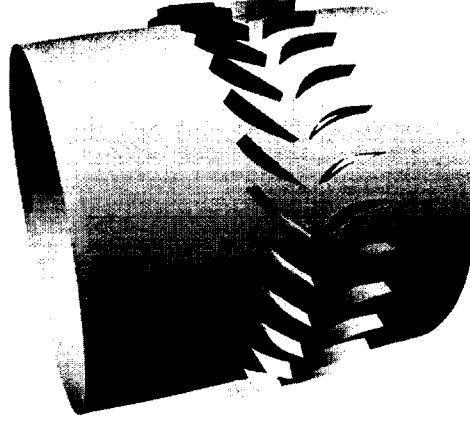
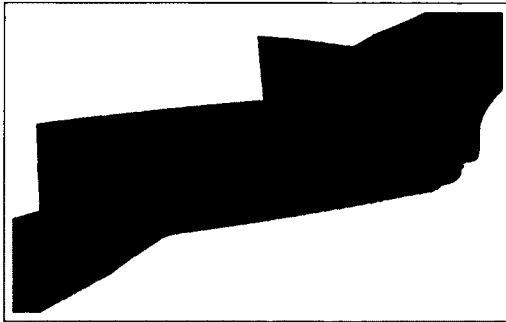
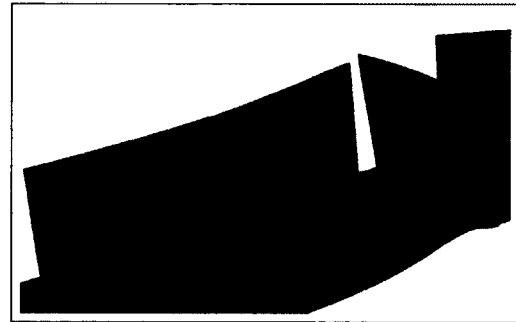


Figure 4.1 Géométrie du compresseur CME2 pour le calcul LES.



(a) Pale du rotor, vue depuis l'amont.



(b) Aube du stator, vue depuis l'aval.

Figure 4.2 Maillage LES des domaines rotor et stator. Plan rouge : interface rotor-stator.

Des vues du maillage LES sont présentées sur la figure 4.2. Il s'agit d'un maillage structuré composé de plus de 14 millions de points, répartis en 164 blocs. De manière similaire au calcul URANS, le domaine s'étend de 2.2 cordes de pale en amont du rotor à 1.5 cordes d'aube en aval du stator. Le maillage est déaffiné vers l'entrée et la sortie du conduit afin d'amortir d'éventuelles ondes sortantes du domaine et de limiter le coût de calcul. Le conduit est séparé par l'interface rotor-stator (plan rouge sur la figure 4.2), sur lequel les nœuds sont régulièrement répartis dans la direction azimutale. Le maillage a été créé en se basant sur le calcul URANS disponible, en ciblant une taille de maille adimensionnée normale à la paroi de  $y^+ \approx 1$ . Les figures 4.3(a) et 4.3(b) montrent les valeurs de  $y^+$  réellement obtenues à mi-envergure d'une pale et d'une aube, moyennées en temps sur un passage de pale du rotor. Sur les côtés extrados des deux profils, la valeur de  $y^+$  est

supérieure à 1 du bord d'attaque jusqu'à une abscisse curviligne  $s/C \approx 0.25$ , distance sur laquelle la couche limite est laminaire. Puisque l'écoulement est accéléré, les couches limites sont fines et la vitesse hors couche limite est plus élevée, ce qui tend à augmenter la vitesse de frottement et par suite la valeur du  $y^+$ . La taille de maille normale à la paroi pourrait donc être réduite pour compenser cet effet. Cependant les figures 4.3(a) et 4.3(b) indiquant que les valeurs de  $y^+$  sont inférieures à 1 sur la plus grande partie des abscisses curvilignes, la dimension du maillage apparaît suffisante pour calculer précisément les couches limites turbulentes.

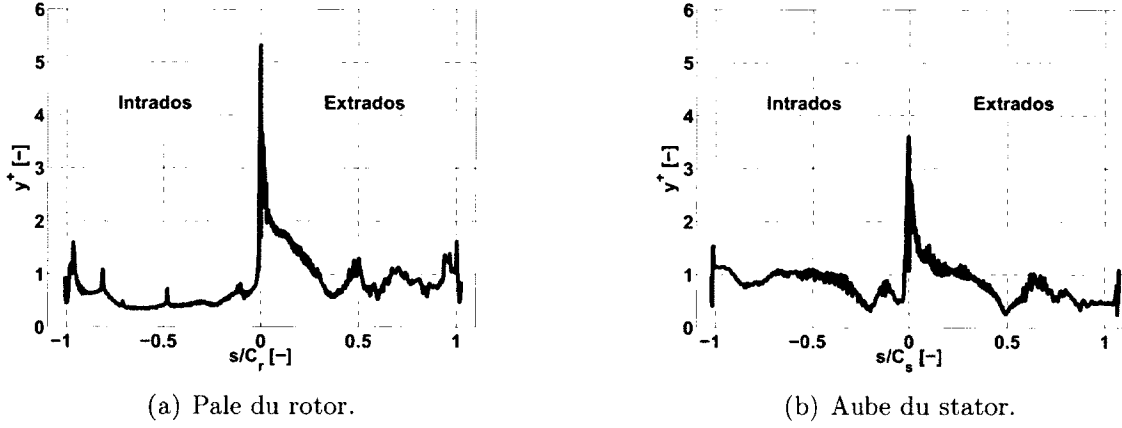


Figure 4.3 Tailles de mailles adimensionnées normales à la paroi  $y^+$  à mi-envergure, moyennées en temps sur une période de passage de pale.

Comme mentionné par Gourdain [54], les dimensions des mailles dans les directions de la corde  $\Delta x^+$  et de l'envergure  $\Delta z^+$  sont également cruciales dans une LES. Les figures 4.4(a) et 4.4(b) correspondent à ces tailles adimensionnées à la paroi, à mi-envergure de la pale et de l'aube, de nouveau moyennées en temps. Excepté au bord d'attaque, les valeurs de  $\Delta x^+$  sont comprises entre 50 et 150. Par conséquent elles respectent l'intervalle usuellement recommandé, par Georgiadis *et al.* [46] par exemple. Les tailles de maille selon l'envergure  $\Delta z^+$  sont similaires à  $\Delta x^+$ , c'est à dire principalement inférieures à 70. Cela reste plus élevé que les critères définis habituellement [46, 54] et un raffinement du maillage selon cette direction serait intéressant pour améliorer la simulation, au prix d'un effort de calcul important. La densité de maillage dans les passages de rotor et stator, ainsi que dans l'espace inter-roues, est quasiment uniforme, la taille caractéristique de maille étant :

$$\Delta = (\Delta_i \Delta_j \Delta_k)^{1/3} \approx 3 \times 10^{-4} m. \quad (4.16)$$



D'après l'équation (4.7), la fréquence de coupure du maillage est donc  $1.05 \times 10^4 m^{-1}$ . Au-delà de cette fréquence, les structures turbulentes sont modélisées avec le modèle de sous-maille SISM (paragraphe 4.2.2).

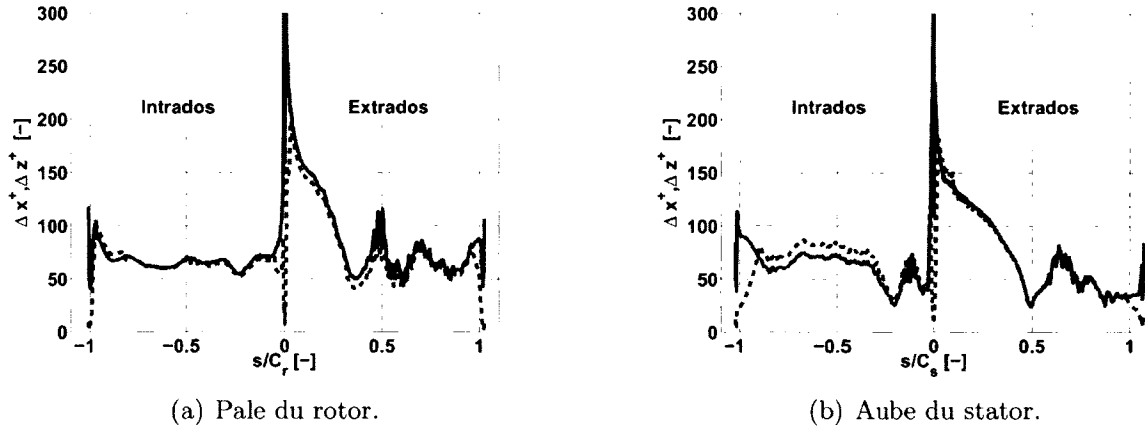


Figure 4.4 Tailles de mailles adimensionnées à la paroi selon la corde et l'envergure, à mi-envergure, moyennées en temps sur une période de passage de pale. Ligne rouge pointillée :  $\Delta x^+$ . Ligne verte pleine :  $\Delta z^+$ .

### 4.3.2 Paramètres numériques

La simulation aux grandes échelles du compresseur CME2 est réalisée avec le solveur *Turb'Flow* (paragraphe 2.2). Le schéma de discrétisation spatiale, identique à celui utilisé pour la simulation URANS, consiste en un schéma centré du deuxième ordre, modifié par Soulat [153] pour prendre en compte le ratio des tailles de mailles. La viscosité artificielle du quatrième ordre est fixée à la moitié de la valeur utilisée en URANS, soit 7.5%. Le schéma temporel explicite de Runge-Kutta avec 5 sous-pas est employé. Les plus petites structures de l'écoulement sont modélisées avec le modèle SISM décrit au paragraphe 4.2.2.

Les conditions limites appliquées aux frontières consistent en une entrée subsonique sur laquelle sont imposées les trois composantes de la vitesse et la densité. Sur la section de sortie, une combinaison d'une condition non-réfléchissante pure et d'une condition à pression imposée (*SortieSubMix*) est couplée à l'équation d'équilibre radial. Des conditions de périodicité sont imposées sur les faces latérales du domaine. Finalement les parois en pied et en tête du conduit sont glissantes, signifiant que la composante radiale de la vitesse est imposée nulle sur ces surfaces. Celles-ci représentant des nappes de courant moyennes, on cherche ainsi à obtenir l'écoulement moyen existant sur cette envergure réduite dans la configuration réelle. Comme le fait remarquer Boudet [14], il est très important d'imposer une condition glissante sur les parois du conduit afin de limiter les contraintes imposées au

champ. En effet, une condition de périodicité, choisie par exemple par Greschner et Thiele [61], est utilisable seulement en configuration rectiligne et force une corrélation non réaliste en envergure. Or la section 5.5 s'intéressant particulièrement aux cohérences radiales de l'excitation et de la réponse de l'aube, les conditions limites choisies pour la présente simulation assurent donc la validité de cette future étude. La condition permettant le transfert d'informations du domaine tournant au domaine fixe est identique à celle utilisée dans la simulation URANS, soit une décomposition et une recomposition en série de Fourier dans la direction tangentielle.

Le champ initial a été interpolé sur la grille LES à partir d'une solution URANS disponible sur le maillage complet du compresseur. Par conséquent les profils de vitesse et de densité à l'entrée du domaine LES sont identiques aux profils URANS sur l'envergure correspondante. Un calcul URANS sur le maillage LES a tout d'abord permis d'établir l'écoulement moyen<sup>2</sup>, notamment dans le stator dont la géométrie avait changé par rapport à la configuration originale. Puis une simulation sur huit passages de pale a été effectuée en LES avant d'obtenir un écoulement stabilisé (variation du débit de sortie inférieure à 5% par rapport au débit imposé à l'entrée). L'avance en temps étant explicite et basée sur un seul pas de temps global, la stabilité du calcul est atteinte avec un pas de temps constant fixé à  $3.97 \times 10^{-9}$  s, donnant une valeur de CFL=1.32 pour la plus petite taille de maille située au bord d'attaque de la pale. La valeur du CFL utilisée est donc bien inférieure à la valeur théorique maximale ( $2\sqrt{2}$ ) pour un Runge-Kutta à 5 sous-pas de temps. La simulation demande ainsi 80000 itérations par période de passage de pale, correspondant à environ 200 h de calcul sur 164 CPU du serveur Mammouth Série II (voir l'annexe D).

## 4.4 Comparaisons de l'écoulement moyen

### 4.4.1 Performances globales

La présente simulation aux grandes échelles étant basée sur le calcul URANS aux conditions nominales définies au paragraphe 2.4.5, la vitesse de rotation  $\Omega_n = 6300 \text{ tr.min}^{-1}$  est conservée ainsi que la fréquence de passage de pale BPF = 3150 Hz. Le débit massique obtenu est de  $4.11 \text{ kg.s}^{-1}$  et le rapport moyen de pression totale de 1.17. Le débit est donc supérieur à 1/3 du débit massique nominal du compresseur entier ( $11 \text{ kg.s}^{-1}$ ). Cela s'explique par l'absence de couches limites sur les parois du conduit, contrairement au calcul URANS dans lequel le débit est réduit dans les couches limites en pied et en tête. Le rapport de pression totale est également plus élevé que celui observé en URANS (1.12). Outre

<sup>2</sup>sans que la convergence soit recherchée.

---

l'absence de couches limites en parois, représentant des régions de pertes pour l'écoulement, cette différence provient également des couches limites sur les aubages plus fines en LES qu'en URANS, comme cela sera mis en évidence au prochain paragraphe. Par conséquent, les pertes plus importantes dans le calcul URANS, auxquelles il faut rajouter celles liées à la séparation de l'écoulement sur l'extrados de l'aube vers le pied, induisent un rapport de pression totale plus faible qu'en LES.

#### 4.4.2 Champs moyens

Ce paragraphe s'attache à comparer les écoulements moyens obtenus dans la simulation URANS, validée dans la section 2.4, et en LES, sur l'envergure réduite. Les topologies de l'écoulement sont illustrées sur la figure 4.5, sur laquelle le champ du nombre de Mach axial est représenté au même rayon à mi-envergure des deux conduits. Les deux écoulements sont moyennés en temps sur une période de passage de pale dans leurs référentiels respectifs. Par conséquent les sillages du rotor sont moyennés dans le repère fixe du stator et non visibles dans celui-ci. Dans la partie amont du rotor, l'écoulement est accéléré sur l'extrados de manière similaire (figures 4.5(a) et 4.5(b)). Cependant les zones de décélération présentent des topologies différentes, puisque la couche limite extradoss prédite par le calcul URANS s'épaissit plus rapidement que celle en LES. Par conséquent les sillages du rotor en URANS sont plus larges qu'en LES, qui apparaissent relativement fins avec cette échelle de couleur. Les roues du stator n'ayant pas la même solidité entre les deux simulations, l'écoulement dans les canaux inter-aubes présente une topologie différente. Des vitesses plus élevées en URANS qu'en LES sont visibles entre deux aubes, puisque l'accélération doit compenser la réduction du passage du fluide relativement au stator LES. De la même manière que sur le rotor, les couches limites et les sillages des aubes calculés par la LES sont plus fins qu'en URANS. Ces différences sont probablement attribuables au modèle de turbulence utilisé dans le calcul URANS, ce qui a également été remarqué par Gourdain [54] avec un modèle de turbulence différent (modèle  $k-l$  de Smith). Un calcul URANS sur le maillage LES permettrait de quantifier plus précisément l'effet du modèle de turbulence.

Des iso-contours d'entropie, adimensionnés par leurs valeurs maximales respectives, sont tracées sur des sections en aval du rotor et du stator sur les figures 4.6 et 4.7 respectivement, sur lesquelles les champs moyens URANS et LES sont comparés. Les traces des sillages de rotor, représentant des pertes dans l'écoulement, sont clairement visibles sur les figures 4.6(a) et 4.6(b). Les sillages URANS sont plus épais que ceux venant de la LES, confirmant les observations précédentes et les résultats obtenus par Gourdain [54]. Les deux simulations capturent l'inclinaison des sillages suivant l'angle de sortie des

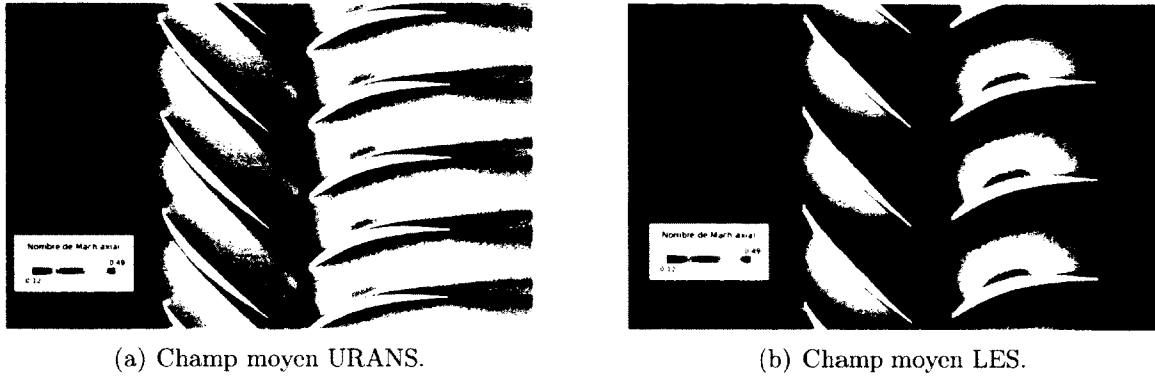
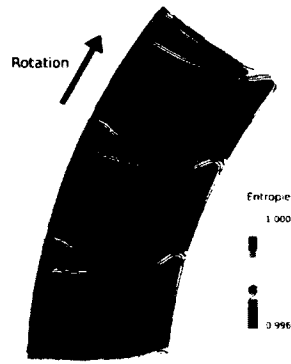


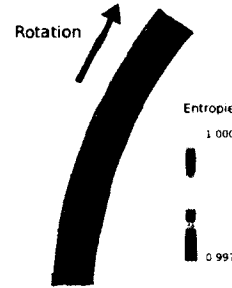
Figure 4.5 Champs du nombre de Mach axial à mi-envergure (position radiale identique entre les deux calculs), moyennés en temps sur une période de passage de pale dans les référentiels respectifs.

pales. Dans la configuration complète du compresseur, les parois en pied et en tête sont des surfaces adhérentes sur lesquelles se développent des couches limites. Celles-ci sont visibles sur la figure 4.6(a) comme des zones de pertes. De plus, comme détaillé au paragraphe 2.4.4, un tourbillon de jeu se forme entre la tête de pale et le carter créant une zone d'entropie maximale dans cette section. Au contraire, aucune couche limite sur les parois ni de tourbillon de jeu n'existe dans la configuration LES. Cependant, la figure 4.6(b) fait apparaître une zone plus large de pertes proche de la paroi supérieure. Celle-ci est due à une séparation de l'écoulement sur l'extrados de la pale sur une envergure limitée au voisinage de la paroi glissante du conduit. Cette séparation peut être causée par la surface ne correspondant pas exactement à une nappe de courant moyenne, ou plus probablement l'écoulement instationnaire n'est pas capable de s'adapter à cette nappe moyenne. Cependant ce phénomène est local puisqu'il prend place sur 7% de l'envergure seulement. En dehors du sillage, le champ d'entropie apparaît uniforme.

En sortie du stator, quatre sillages d'aubes sont présents en URANS (figure 4.7(a)) contre trois en LES (figure 4.7(b)) sur la même étendue azimutale. La cartographie URANS d'entropie montre les couches limites en pied et en tête, ainsi qu'une séparation de l'écoulement sur l'extrados de l'aube et proche du pied, déjà étudiée au paragraphe 2.4.4 et attribuée à un effet du modèle de turbulence. Le domaine LES se trouve donc au dessus de cette zone. Les sillages du stator prédits par la LES sont relativement uniformes selon la direction radiale. Contrairement à l'écoulement dans l'espace inter-aubes (figure 4.6(b)), le champ d'entropie n'est pas uniforme en dehors du sillage et révèle la présence de structures turbulentes. Celles-ci seront analysées dans la section 4.6. Des valeurs d'entropie relativement élevées sont visibles sur la paroi en pied du conduit proche de l'intrados de l'aube. Une

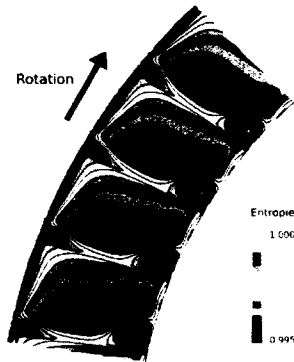


(a) Champ moyen URANS.

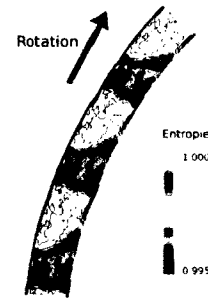


(b) Champ moyen LES.

Figure 4.6 Champs moyens d'entropie sur une section droite du conduit 6% de corde en aval du rotor, adimensionnés par les extrema locaux.



(a) Champ moyen URANS.



(b) Champ moyen LES.

Figure 4.7 Champs moyens d'entropie sur une section droite du conduit 6% de corde en aval du stator, adimensionnés par les extrema locaux.

séparation locale de l'écoulement sur le profil est responsable de la création de cette zone de pertes, s'étendant sur 5% de l'envergure.

#### 4.4.3 Profils radiaux moyens

Afin d'évaluer quantitativement l'écoulement moyen calculé en LES, des profils radiaux de grandeurs aérodynamiques sont extraits du champ moyen et sont moyennés selon la direction azimutale, puis comparés aux résultats URANS sur les figures 4.8, 4.9 et 4.10 sur plusieurs sections droites de l'étage. Sur la figure 4.8, les comparaisons sont menées à 10% de corde en amont du rotor. Puisque ce plan est situé dans le domaine tournant avec le rotor, l'analyse est réalisée avec les grandeurs relatives. L'amplitude de la vitesse

relative  $W_1$  et l'angle relatif de l'écoulement  $\beta_1$ , indiqués sur la figure 4.11, sont tracés ainsi que le rapport de la pression totale relative sur la pression totale moyenne à l'entrée  $P_{t,0}$ . Les lignes noires représentent les résultats URANS selon l'envergure réelle totale du compresseur, et les lignes rouges les données LES sur l'envergure restreinte. Dans le calcul URANS, la paroi interne du conduit tourne avec le rotor alors que la paroi en tête est fixe. Cela explique la vitesse relative et l'angle relatif nuls en pied, et la valeur  $W_1 = V_{\theta,1} = \Omega R_T$  en tête. La figure 4.8 montre que l'écoulement moyen calculé par la LES (vitesse et pression totale) est identique à l'écoulement moyen URANS sur l'envergure réduite. Cela confirme la validité de la méthode, du moins pour le conduit d'entrée en amont du rotor, consistant à simuler une tranche du compresseur afin de représenter l'écoulement existant sur cette envergure restreinte dans la machine réelle.

Sur la figure 4.9, les profils de la vitesse  $V_2$  et de l'angle  $\alpha_2$  absolus de l'écoulement (voir figure 4.11) ainsi que le rapport de pression totale sont comparés sur le plan d'interface rotor-stator, situé 8% de corde en amont du stator. Les profils URANS sur l'envergure complète illustrent les couches limites en pied et en tête du conduit, cette dernière étant plus épaisse à cause du tourbillon de jeu. Le profil de vitesse absolue LES (amplitude et angle) est très proche des données URANS, excepté dans la région proche de la tête où l'angle de l'écoulement augmente subitement sur 10% de l'envergure alors que l'amplitude de la vitesse ne varie pas. Comme le montrent les lignes pointillées de la figure 4.9(a), cela signifie donc que la composante axiale de la vitesse chute alors que sa composante tangentielle augmente. Cette région, déjà identifiée comme une zone de pertes sur la figure 4.6(b), représente donc un blocage pour l'écoulement. Ce dernier tend alors à se déplacer dans la partie inférieure du conduit induisant une augmentation de la vitesse axiale (figure 4.9(a)). Les couches limites sur les pales du rotor et les sillages en résultant étant plus fins en LES qu'en URANS (figures 4.5 et 4.6), les pertes dues aux profils sont réduites en LES expliquant le rapport de pression totale plus élevé obtenu sur la figure 4.9(c).

Finalement des comparaisons similaires sont réalisées en aval du stator sur la figure 4.10. Les profils URANS montrent les couches limites en pied et en tête du conduit, ainsi que la séparation de l'écoulement sur environ 25% de l'envergure du côté extrados de l'aube, entraînant une réduction de la vitesse et de la pression totale. La figure 4.10(c) confirme donc que cette séparation se situe en dehors du domaine LES. L'amplitude  $V_3$  et l'angle  $\alpha_3$  de la vitesse absolue obtenus par la LES sont inférieurs aux résultats URANS. Proche de la tête une composante tangentielle significative de la vitesse apparaît et correspond à la trace de la zone de blocage observée à l'amont du stator (figure 4.9(a)). La paroi glissante en pied représente également une zone de pertes (diminution de la pression totale) créée

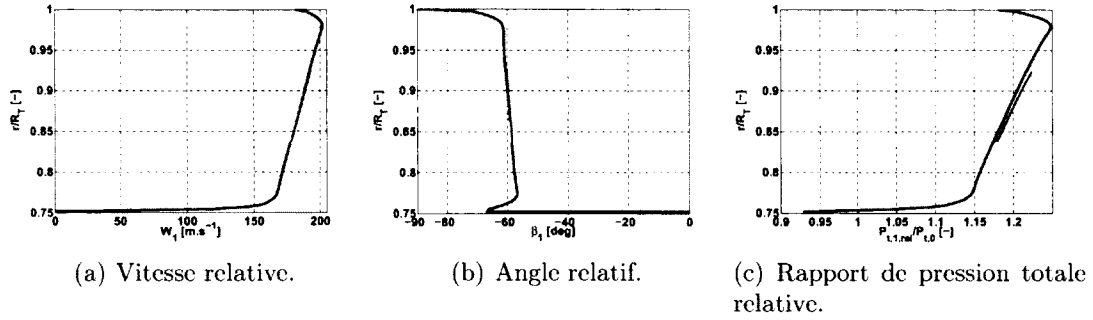


Figure 4.8 Profils radiaux de grandeurs relatives, moyennées en temps et selon la direction azimutale, sur une section située 10% de corde en amont du rotor. Noir : résultats URANS. Rouge : résultats LES.

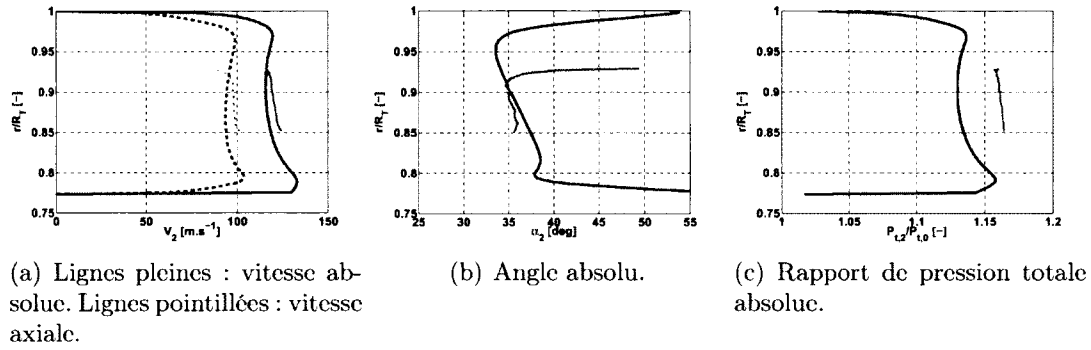


Figure 4.9 Profils radiaux de grandeurs absolues, moyennées en temps et selon la direction azimutale, sur le plan d'interface rotor-stator. Noir : résultats URANS. Rouge : résultats LES.

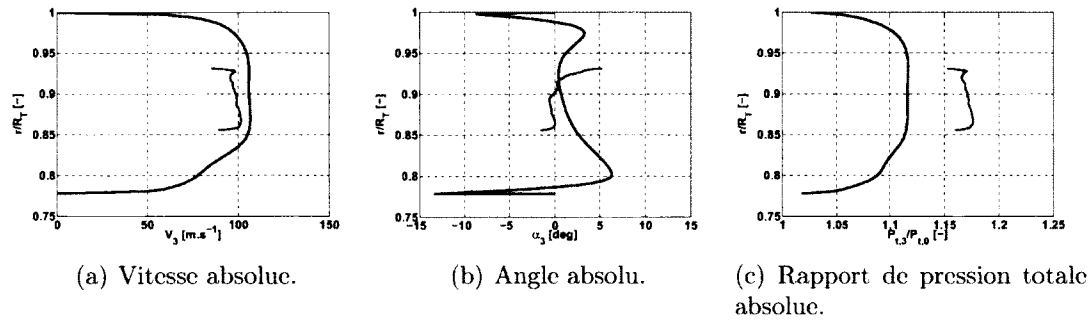


Figure 4.10 Profils radiaux de grandeurs absolues, moyennées en temps et selon la direction azimutale, sur une section située 10% de corde en aval du stator. Noir : résultats URANS. Rouge : résultats LES.

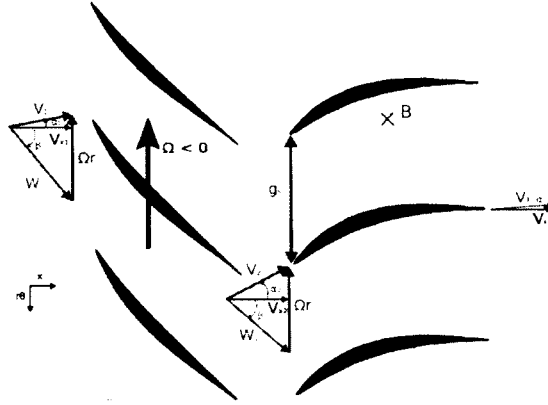


Figure 4.11 Schéma des triangles de vitesse à mi-envergure du compresseur CME2.

par une séparation de l'écoulement sur l'aube. Ce phénomène de séparation proche des parois glissantes en pied et en tête représente donc la limitation de la méthode choisie, puisque l'écoulement moyen à travers l'étage ne correspond pas exactement à celui de la machine réelle sur l'envergure restreinte. Cependant l'influence de ces phénomènes de paroi sur l'écoulement principal semble limitée, et seul ce dernier est étudié par la suite. Les trois mécanismes étant à l'origine d'un rapport de pression totale moyen supérieur en LES (1.17) par rapport au calcul URANS (1.12) sont mis en évidence sur la figure 4.10(c) : les pertes engendrées par les couches limites en pied et en tête du conduit, la séparation de l'écoulement sur 25% de l'envergure, ainsi que les couches limites sur les profils et leurs sillages associés plus épais, contribuent à augmenter les pertes et à réduire la pression totale de sortie du calcul URANS.

#### 4.4.4 Coefficients de pression

Les coefficients de pression à la paroi  $C_p = (P - P_{t,0}) / (0.5\rho_0 V_0^2)$  autour de la pale et de l'aube sont tracés respectivement sur les figures 4.12(a) et 4.12(b),  $P_{t,0}$ ,  $\rho_0$  et  $V_0$  étant les valeurs moyennes de pression totale, de densité et de vitesse à l'entrée du conduit. La pression à la paroi  $P$  est extraite des champs moyens URANS et LES et moyennée sur l'envergure restreinte du domaine LES. Les profils de pression pariétale autour de la pale sont similaires, notamment du côté intrados, comme le montre la figure 4.12(a). La LES prédit une accélération légèrement plus élevée sur les 20% amont de la corde sur l'extrados, et par conséquent plus de travail fourni par la pale sur le fluide que dans le calcul URANS. Cette différence s'explique par l'état de la couche limite dans cette région, qui sera étudiée en détail dans la section 4.5. En effet, aucun modèle de transition n'étant utilisé en URANS, la couche limite est considérée turbulente dès le bord d'attaque. Au contraire, celle-ci est laminaire en LES sur la zone d'accélération, créant alors une distribution de pression



différente du calcul URANS. Deux changements de courbure et un plateau apparaissent sur l'extrados entre 39% et 42% de la corde sur la courbe rouge, indiquant la zone de transition laminaire-turbulent de la couche limite. Cette observation sera confirmée dans la section 4.5. En aval de la zone de transition, la couche limite turbulente est capable de décélérer plus rapidement contre le gradient de pression adverse que la couche limite laminaire, comme le montre l'augmentation de la pente de  $C_p$ .

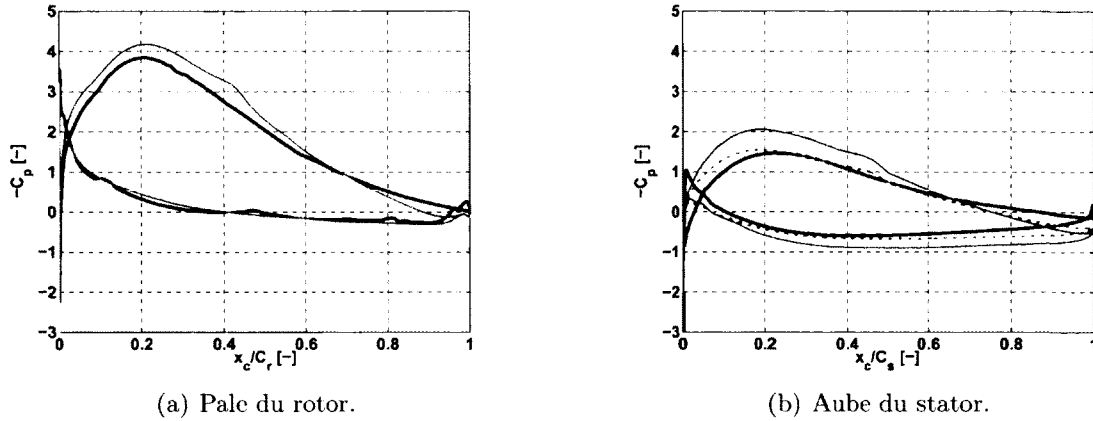


Figure 4.12 Coefficients de pression  $C_p$  autour de la pale et de l'aube, extraits des champs moyens et moyennés sur l'envergure du domaine LES. Noir : données URANS. Rouge : données LES, pointillés : mise à l'échelle avec le ratio des espaces inter-aubes.

La comparaison des coefficients de pression autour de l'aube fait apparaître plus de différences sur la figure 4.12(b) qu'autour de la pale (figure 4.12(a)). Cela s'explique principalement par le différent nombre d'aubes du stator entre les calculs URANS et LES, les géométries des aubes étant identiques. En effet, d'après la théorie des écoulements non visqueux, la circulation<sup>3</sup> autour d'un profil  $\Gamma$  est directement proportionnelle à l'espace inter-aube  $g_s$  (voir figure 4.11) et à la déviation de l'écoulement [160] :

$$\Gamma = g_s(V_{\theta,3} - V_{\theta,2}). \quad (4.17)$$

La circulation est directement reliée au travail fourni par le profil sur le fluide, et par conséquent à la distribution du coefficient de pression, expliquant l'aire de  $C_p$  plus grande obtenue en LES. La courbe rouge pointillée correspond à la répartition du coefficient de pression LES mise à l'échelle en utilisant le rapport des espaces inter-aubes entre les deux calculs. Cela fournit effectivement des données plus proches du calcul URANS, excepté sur la partie amont du profil. Sur l'extrados de la courbe LES, un plateau est visible

<sup>3</sup>l'intégrale la vitesse tangente en chaque point du profil.

---

environ à mi-corde, indiquant de nouveau la position de la transition de la couche limite. Cette position sera étudiée dans la section 4.5. Côté intrados, de faibles changements de courbures sont visibles autour de 10% de la corde mais ne sont pas assez prononcés pour conclure quant à l'existence d'une transition.

## 4.5 Analyse des couches limites sur les aubages

Cette section s'intéresse particulièrement au développement des couches limites sur les parois des pales et des aubes. En effet, les couches limites sur la pale se rejoignent au bord de fuite du rotor pour former le sillage contenant l'excitation turbulente à l'origine du bruit à large bande. De plus, il est essentiel d'analyser les couches limites sur les parois des aubes puisque les sources acoustiques seront extraites sur celles-ci au paragraphe 5.5.2. Les fluctuations de pression, moyennées sur une période de passage de pale, sont tracées à mi-envergure de la pale et de l'aube sur les figures 4.13(a) et 4.13(b) respectivement. Le niveau des fluctuations apparaît du même ordre de grandeur sur toute la surface de la pale, excepté un pic très marqué situé à 48% de l'abscisse curviligne sur le côté extrados. La turbulence de l'écoulement incident sur le rotor est relativement faible puisque le taux de turbulence  $V_{rms}/V_0$  mesuré 10% de corde en amont de la pale vaut environ 2%. Ainsi les fluctuations de pression pariétales sont modérées sur la plus grande partie de pale et notamment dans la région du bord d'attaque. Le fort niveau de fluctuations observé sur l'extrados correspond au début de la zone de transition de la couche limite, dans laquelle des structures turbulentes se forment. Le taux de turbulence amont étant faible, la transition est probablement déclenchée par le gradient de pression adverse rencontré par la couche limite sur l'extrados. Ces fluctuations étant moyennées en temps, il semble que la position de la transition soit fixe relativement à la pale.

Le comportement des fluctuations de pression sur la surface de l'aube (figure 4.13(b)) est différent de celles vues auparavant (figure 4.13(a)). En effet, la région du bord d'attaque ( $s/C_s = 0$ ) fait apparaître des valeurs élevées de fluctuations. Celles-ci sont créées par l'interaction du sillage turbulent du rotor avec l'aube, et la figure 4.13(b) montre que ce phénomène est dominant dans la région du bord d'attaque. De manière similaire au rotor, un pic de fluctuations est présent sur l'extrados de l'aube indiquant le début de la zone de transition de la couche limite. Il est remarquable de noter que cette position est clairement définie à 59% de l'abscisse curviligne. Ces fluctuations étant moyennées en temps, cela tend à montrer que la position de la transition est fixe relativement à l'aube, et par conséquent non déclenchée par le sillage défilant du rotor. Cette observation sera confirmée dans la suite de cette section. Les fluctuations de pression pariétale correspondant aux sources

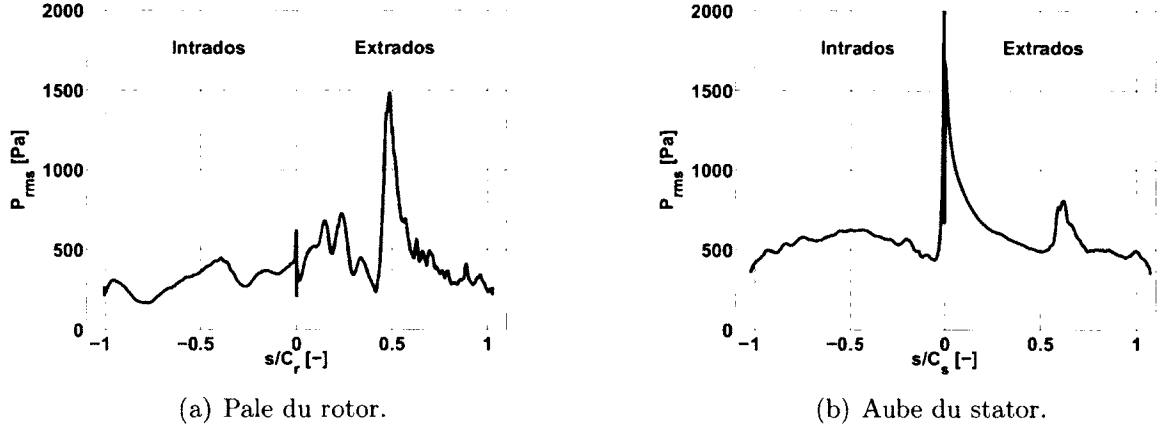


Figure 4.13 Fluctuations moyennes de la pression pariétale  $P_{rms}$  à mi-envergure d'une pale et d'une aube.

acoustiques, la figure 4.13(b) indique donc que les principales sources sont situées dans la région du bord d'attaque et sont créées par l'interaction du sillage. Cependant d'autres phénomènes telle la transition engendrent également des fluctuations de pression non liées à l'interaction rotor-stator, et ce point sera analysé dans la section 5.5. Par ailleurs, la transition sur l'extrados de la pale est responsable de fluctuations de pression plus élevées que la transition sur l'aube. Cela pourrait être relié au gradient de pression adverse plus fort sur la pale que sur l'aube (figure 4.12) tendant à favoriser la transition et donc les fluctuations.

Le coefficient de frottement constitue un paramètre intéressant pour caractériser une couche limite. Il permet en effet d'identifier, entre autres, les zones de recirculation et de séparation de la couche limite [167], et s'écrit :

$$C_f = \frac{\tau_w}{1/2\rho_0 V_0^2}, \quad (4.18)$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement à la paroi :

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (4.19)$$

Le coefficient de frottement est tracé sur la figure 4.14 à partir de la vitesse moyenne à mi-envergure du rotor et du stator (courbes rouges), et comparé au coefficient obtenu dans le calcul URANS (section 2.4). Alors que ce dernier fournit un coefficient de frottement plutôt lisse sur les aubages, la LES fait apparaître des fluctuations de  $C_f$  d'amplitudes

modérées. Des pics sont visibles aux mêmes positions que sur la figure 4.13 correspondant aux débuts des zones de transition sur la pale et l'aube. Pourtant ces discontinuités ne se détachent pas aussi clairement que celles observées sur les fluctuations de pression et ne permettraient pas à elles seules de conclure quant à l'existence de transitions. La figure 4.14 montre qu'aucune couche limite ne se détache de la paroi puisque le coefficient de frottement reste positif sur la pale et l'aube. Cela prouve de plus que les transitions ne sont pas déclenchées par une bulle de recirculation laminaire, comme cela est le cas sur le profil CD [167] par exemple.

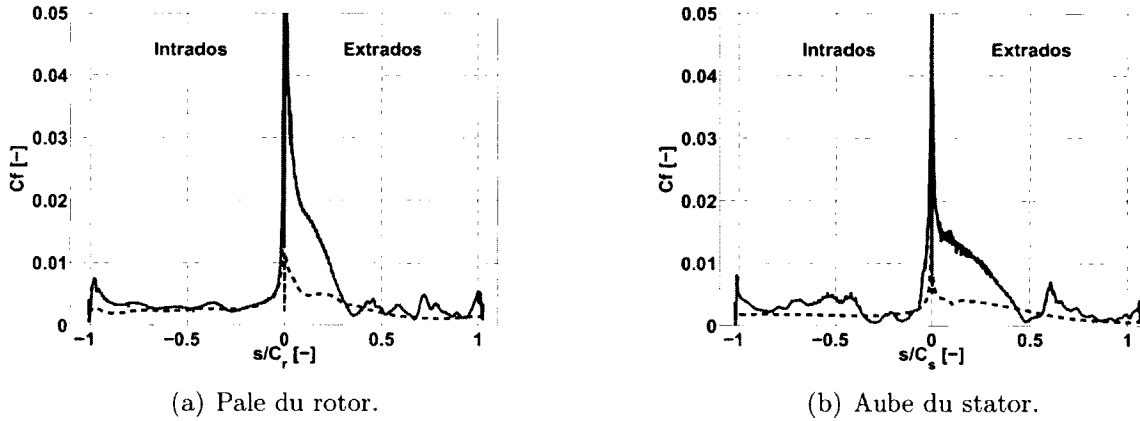


Figure 4.14 Coefficient de frottement moyen à la paroi  $C_f$  à mi-envergure d'une pale et d'une aube. Tirets noirs : données URANS. Ligne rouge : données LES.

Comme proposé par Gourdain [54], l'étude de l'énergie cinétique turbulente est également pertinente afin d'analyser les couches limites. Concernant la LES, cette valeur est calculée selon l'expression :

$$k(t) = \frac{1}{2}(V_x'^2(t) + V_\theta'^2(t) + V_r'^2(t)) \quad \text{avec} \quad V_i'(t) = V_i(t) - \langle V_i(t) \rangle, \quad (4.20)$$

à une distance des parois d'environ  $y^+ = 20$ , puis moyennée sur une période de passage de pale et tracée sur la figure 4.15 à mi-envergure. Pour le calcul URANS, l'énergie cinétique turbulente est directement extraite de la première variable turbulente du modèle  $k - \omega$  de Kok utilisé, et comparée aux données LES à la même distance adimensionnée de la paroi. A la fois sur le rotor et le stator, l'énergie cinétique turbulente modélisée par le calcul URANS présente des valeurs très élevées au-delà du bord d'attaque qui décroissent jusqu'au bord de fuite sur les deux côtés des aubages. Aucun modèle de transition n'étant utilisé avec le modèle de turbulence, cela signifie donc que les couches limites sont vues comme pleinement turbulentes par le calcul juste en aval des bords d'attaques sur les côtés

extrados et intrados des aubages. Un limiteur de production d'énergie cinétique turbulente, disponible dans *Turb'Flow*, a été utilisé avec le modèle de Kok afin de forcer la variable  $k$  à des valeurs très faibles aux bords d'attaque. En effet, les modèles  $k - \omega$  ont tendance à sur-prédire  $k$  au bord d'attaque entraînant des valeurs non physiques. L'effet de ce limiteur est clairement mis en évidence sur les figures 4.15(a) et 4.15(b).

L'énergie cinétique turbulente calculée dans la LES présente une forme très différente de celle du calcul URANS. En effet, autour du rotor,  $k$  est nulle sur l'intrados et sur la partie amont de l'extrados de la pale, avant d'augmenter subitement à 48% de l'abscisse curviligne. Cette position correspond au début de la zone de transition déjà observée sur les figures 4.13(a) et 4.14(a). Cette variable étant moyennée en temps, la figure 4.15(a) confirme donc que la position de la transition est fixe dans le repère du rotor, corroborant ainsi un résultat existant [54]. De plus, elle illustre qu'une couche limite laminaire ( $s/C_r < 0.48$ ) possède moins d'énergie qu'une couche limite turbulente ( $s/C_r > 0.48$ ), ce qui rend cette dernière capable de décélérer plus rapidement contre le gradient de pression adverse qu'une couche laminaire. Cela correspond au changement de pente du coefficient de pression moyen de part et d'autre du plateau sur la figure 4.12. Sur l'intrados, l'énergie cinétique turbulente n'indique aucune transition, contrairement à l'étude de Gourdain [54] prédisant la transition vers la mi-corde.

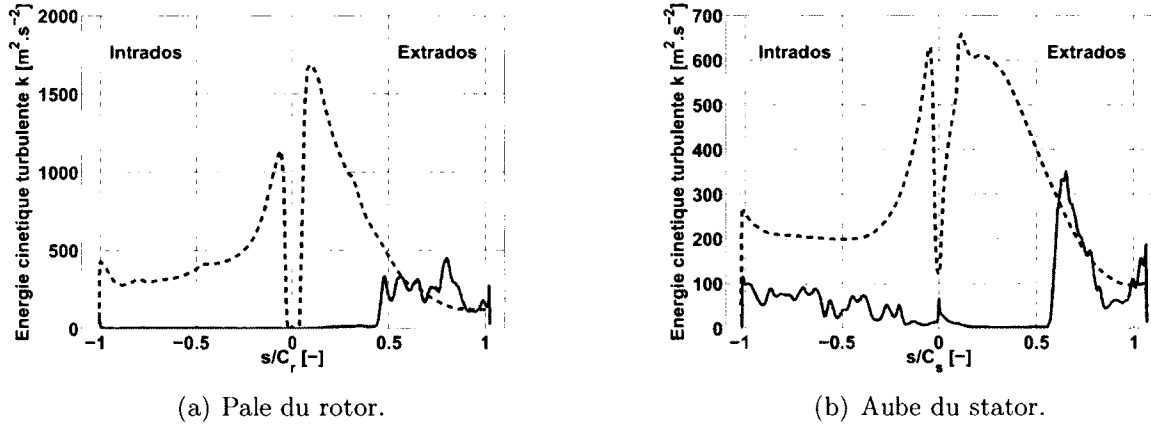


Figure 4.15 Énergie cinétique turbulente moyenne autour d'une pale et d'une aube à une distance  $y^+ = 20$  à mi-envergure. Tirets noirs : données URANS. Ligne rouge : données LES.

Sur l'aube du stator (figure 4.15(b)), un pic d'énergie cinétique turbulente est prédit par la LES au bord d'attaque. Ce pic est causé par l'interaction du sillage avec l'aube. Sur le côté extrados, l'énergie cinétique turbulente permet de nouveau d'identifier l'état laminaire de la couche limite puis sa transition vers le régime turbulent à  $s/C_s = 61\%$ , soit

environ la même position que celle donnée par les figures 4.13(b) et 4.14(b). Le début de la transition étant clairement défini sur la courbe rouge, moyennée en temps, cela confirme que la transition n'est pas déclenchée par l'interaction du sillage défilant du rotor. Côté intrados, un premier saut de  $k$  est visible à  $s/C_s = 20\%$  indiquant le début de la transition de la couche limite. Ce pic n'est pas aussi clairement marqué que sur l'extrados, ce qui rend délicat de conclure quant à la position fixe de cette transition. Dans sa simulation, Gourdain [54] obtient effectivement la transition à une position constante dans le repère du stator.

Finalement, la figure 4.15 montre que le comportement des simulations URANS et LES est très différent sur les parties des aubages où la couche limite est laminaire en LES, puisqu'alors elle est considérée turbulente en URANS. Cela explique les différences observées sur les coefficients de pression moyens de la figure 4.12, notamment sur les côtés extrados en amont des transitions. En particulier, l'incidence de l'écoulement étant identique dans les deux simulations (figure 4.8), la différence observée sur la figure 4.12(a) entre le bord d'attaque et la mi-corde provient de l'état de la couche limite. Cette analyse tend à montrer qu'il serait nécessaire d'utiliser un modèle de transition dans les calculs URANS afin de prédire plus précisément la charge moyenne sur les aubages. De plus, parmi les trois paramètres caractérisant la couche limite étudiés ici, il s'avère que l'énergie cinétique turbulente autour du profil est la variable la plus adaptée sur ce cas pour définir l'état de la couche limite.

Les couches limites sur les aubages sont ensuite étudiées en termes de profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente, pour le rotor sur la figure 4.16 et pour le stator sur la figure 4.17. Les figures 4.16(a) et 4.16(b) correspondent aux profils de vitesse relative moyenne à 10% et 80% de corde respectivement, sur l'extrados de la pale, en fonction de la distance à la paroi adimensionnée  $y^+$ . Les comparaisons des données URANS et LES montrent l'effet du raffinement du maillage et de la modélisation ou non de la turbulence. A 10% de corde, les profils ont une forme similaire mais l'épaisseur de la couche limite en URANS estimée à  $y^+ = 200$  ( $\delta = 0.71$  mm) est supérieure à celle de la LES valant environ  $y^+ = 60$  ( $\delta = 0.11$  mm). A 80% de corde, les profils sont très différents et le calcul URANS prédit une épaisseur de couche limite plus élevée (estimée autour de  $y^+ \approx 800$ , soit  $\delta \approx 2.86$  mm) que la LES ( $y^+ = 400$ , soit  $\delta = 1.79$  mm), ce qui avait déjà été observé sur la figure 4.5. A cette position, la forme du profil URANS indique que la couche limite s'approche du décollement. Il faut noter que les profils en rouge des figures 4.16(a) et 4.16(b) correspondent respectivement à une couche limite laminaire et à une couche limite turbulente, mais sont différents de ceux rencontrés classiquement sur une plaque

plane sans gradient de pression [84, 143]. En effet, dans le premier cas, la couche limite rencontre un gradient de pression favorable (accélération de l'écoulement) alors que dans le second elle est soumise à un gradient de pression adverse. Les profils d'énergie cinétique sont tracés aux mêmes positions sur les figures 4.16(c) et 4.16(d). D'après l'analyse de la figure 4.15(a), l'énergie cinétique est nulle en LES proche du bord d'attaque car la couche limite est laminaire, alors que le modèle RANS la prédit turbulente, avec une valeur maximale située à  $y^+ = 28$ . A 80% de corde, les couches limites des deux calculs sont turbulentes, mais présentent un profil d'énergie cinétique très différent, puisque la valeur maximale est située à  $y^+ = 370$  en URANS alors qu'elle se trouve à  $y^+ = 37$  en LES. Un résultat qualitativement similaire est obtenu par Gourdain [54] en utilisant des modèles RANS et de sous-maille différents. De nouveau, l'analyse tend à montrer les limitations du modèle de turbulence pour calculer précisément les couches limites, en particulier en présence d'un gradient de pression adverse.

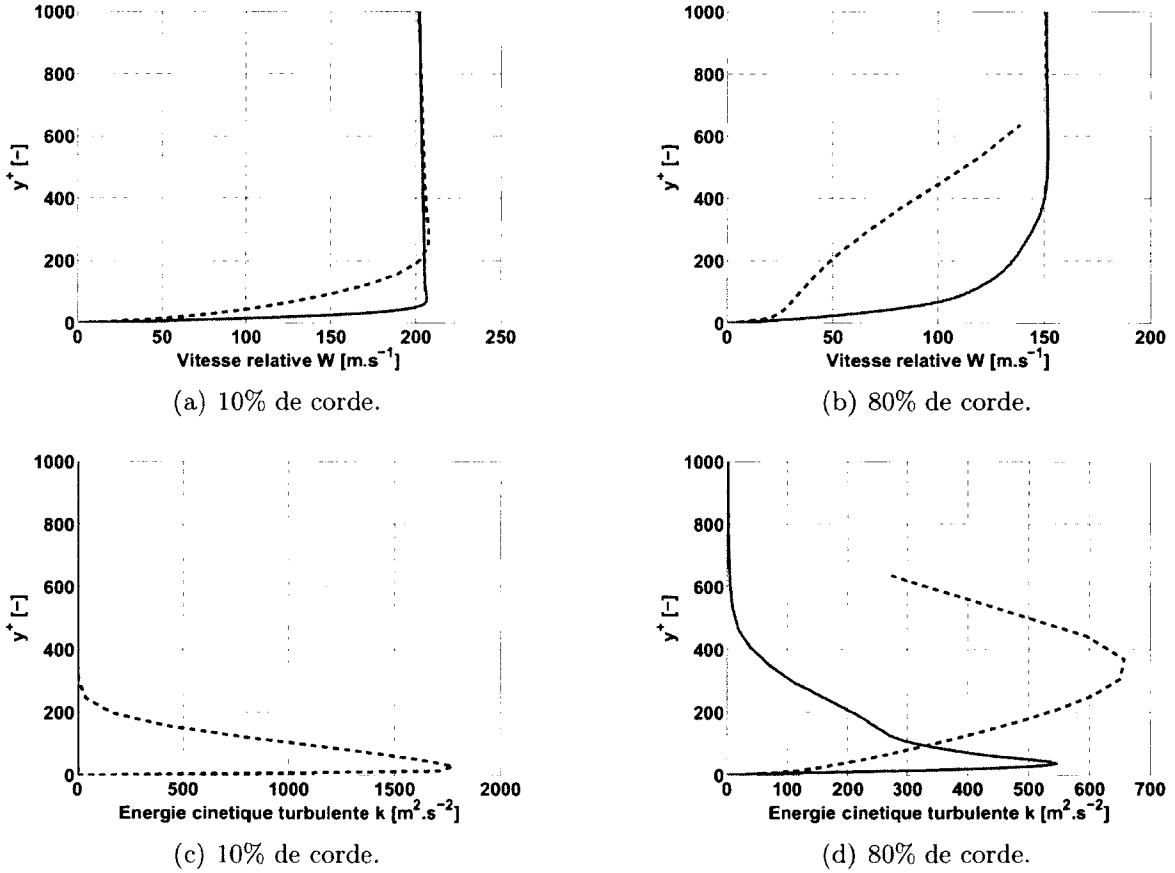


Figure 4.16 Profils moyens de couche limite sur l'extrados de la pale du rotor, à mi-envergure. a) - b) : vitesse relative. c) - d) : énergie cinétique turbulente. Tirets noirs : données URANS. Ligne rouge : données LES.

Les figures 4.17(a) et 4.17(b) représentent les profils de vitesse absolue sur la paroi extradados du stator. Comme expliqué dans la section 4.4, la topologie de l'écoulement moyen est différente entre les deux simulations puisque la solidité du stator n'est pas conservée. Cela explique les différences de vitesse hors couche limite entre les courbes rouge et noir. Des observations similaires au rotor peuvent être effectuées sur le stator, notamment concernant une épaisseur de couche limite plus élevée en URANS qu'en LES, ainsi qu'un épaissement de la couche limite le long de l'extrados, de  $y^+ = 72$  à  $y^+ = 225$ . Concernant l'énergie cinétique turbulente tracée sur les figures 4.17(c) et 4.17(d), celle-ci présente la même forme à 10% de corde que sur le rotor. A 80% de corde, la valeur maximale de l'énergie fournie par le calcul URANS est située plus proche de la paroi ( $y^+ = 203$ ) que sur la pale. Cela est dû au gradient de pression adverse moins élevé sur l'extrados du stator que sur l'extrados du rotor (figure 4.12), créant ainsi une couche limite moins épaisse sur l'aube que sur la pale.

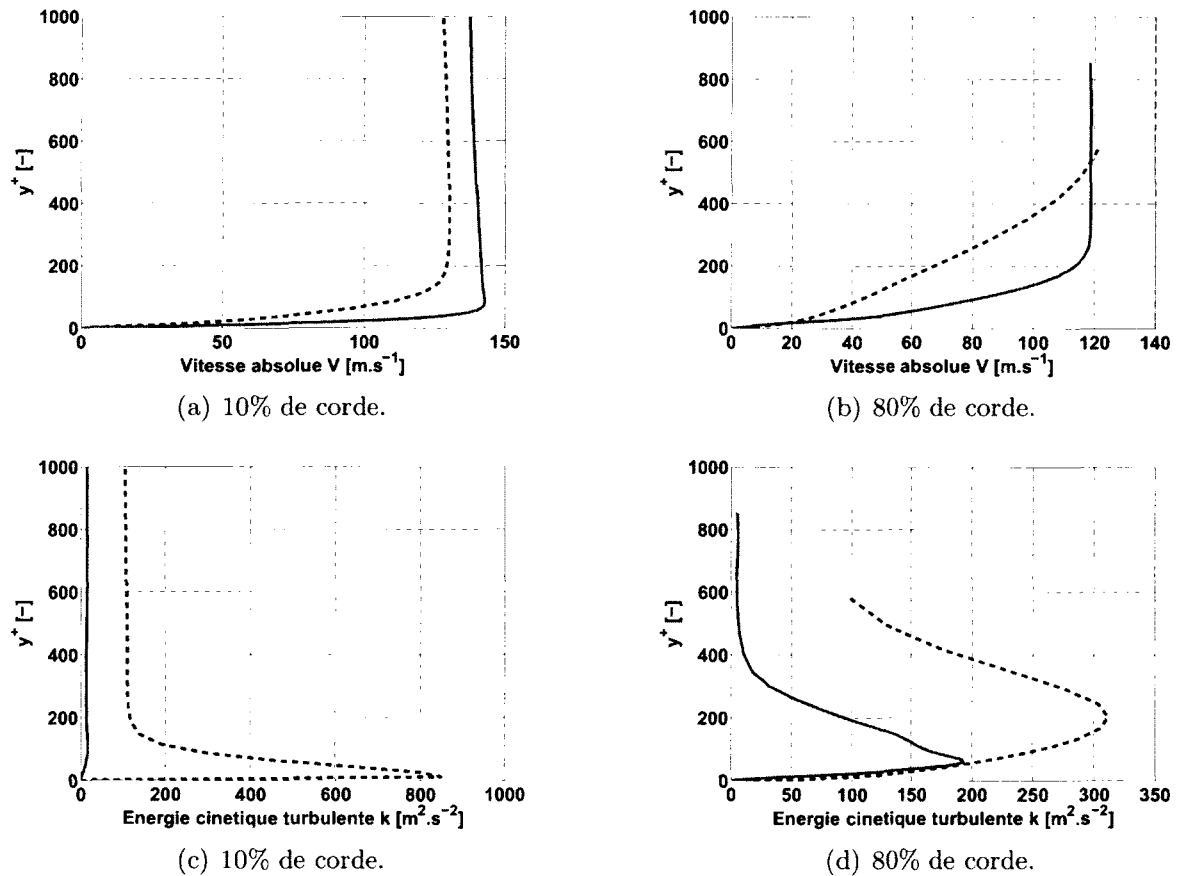


Figure 4.17 Profils moyens de couche limite sur l'extrados de l'aube du stator, à mi-envergure. a) - b) : vitesse absolue. c) - d) : énergie cinétique turbulente. Tirets noirs : données URANS. Ligne rouge : données LES.



## 4.6 Analyse de l'écoulement turbulent

A la suite de l'étude de l'écoulement moyen dans les sections 4.4 et 4.5, il est intéressant d'analyser les propriétés turbulentes de la simulation. Un champ instantané de l'amplitude de la vorticité est présenté sur la figure 4.18 à mi-envergure du conduit. Les couches limites sur les aubages apparaissent relativement fines, confirmant l'observation du champ moyen (figure 4.5). Comme cela a été montré dans la section 4.5, la couche limite sur l'extrados de la pale transitionne constamment à mi-corde environ ( $s/C_s = 48\%$ ). La figure 4.18 montre effectivement un changement de structure de la couche limite à cette position, via un épaissement et l'apparition de structures turbulentes. Les couches limites sur les deux côtés de la pale se rejoignent au bord de fuite pour former le sillage turbulent du rotor qui est ensuite convecté par l'écoulement moyen et impacte les deux côtés des aubes du stator. A l'instant étudié, l'interaction avec l'extrados de l'aube a lieu sur la partie laminaire de la couche limite. Celle-ci reste laminaire en aval du sillage, illustrant l'analyse de la section 4.5 dans laquelle il a été montré que la transition de la couche limite n'est pas déclenchée par l'interaction du sillage. Sur le côté intrados de l'aube, le sillage tend à augmenter le caractère turbulent de la couche limite, à chaque position d'impact (25% et 60% de la corde à cet instant). De plus, les sillages du rotor tendent à être poussés vers l'intrados de la pale par l'écoulement moyen, augmentant ainsi le taux de turbulence dans cette région. Cet effet de ségrégation est également observé par Gourdain [54]. Par conséquent, les sillages du stator résultant des couches limites sont plus épais que ceux du rotor.

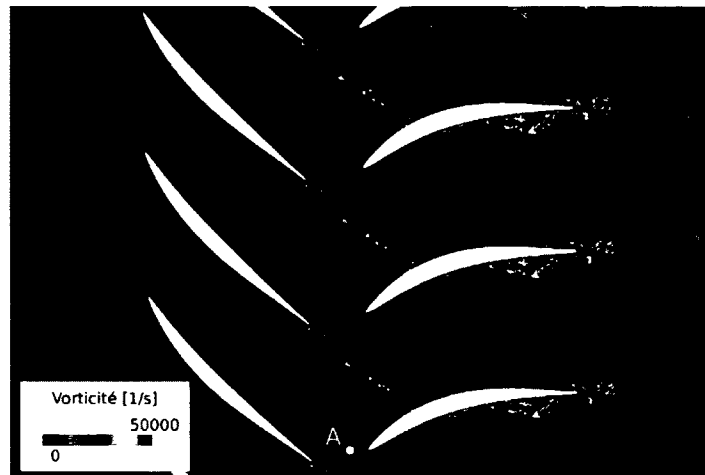


Figure 4.18 Champ instantané de l'amplitude de la vorticité à mi-envergure.

Afin de fournir une vue globale des structures turbulentes présentes dans un écoulement instantané, la figure 4.19 présente des iso-surfaces du critère Q [74] colorées par l'ampli-

tude de la vorticité. Cette variable est également utilisée dans l'analyse du champ URANS (paragraphe 2.4.4), et la comparaison de la figure 2.17 avec la figure 4.19 illustre clairement la capacité de la LES à simuler des structures tourbillonnaires plus fines que le calcul URANS. Sur l'extrados de la pale, le début de la transition de la couche limite est visible avec la valeur maximale de la vorticité. Cependant, près du pied du conduit, cette transition semble moins marquée et se situe plus en aval sur la pale à cause d'un nombre de Reynolds plus petit que dans la partie supérieure du conduit. Sur la figure 4.19(a), les sillages du rotor convectés dans les canaux inter-aubes sont mis en évidence, et leur interaction avec l'intrados des aubes est forte et participe à la création de structures turbulentes. Sur l'extrados de l'aube (figure 4.19(b)), l'interaction des sillages avec la couche limite ne semble pas la modifier, celle-ci restant laminaire en aval de l'interaction, comme discuté dans la section 4.5. La transition intervient à la position pour laquelle la vorticité est maximale. Finalement, en sortie du stator, les structures turbulentes sont présentes dans une large partie de l'écoulement.



Figure 4.19 Iso-surfaces du critère  $Q$  ( $Q = 10^7 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ) colorées par l'amplitude de la vorticité.

Dans le but de réaliser une étude acoustique à partir du calcul LES, des statistiques sont enregistrées en temps une fois l'écoulement stabilisé, et sont utilisées dans la section 5.5. La figure 4.20(a) représente par exemple l'énergie cinétique turbulente (équation (4.20)) enregistrée au cours de 7 périodes de passage de pale dans le canal inter-aubes, au point B indiqué sur la figure 4.11. Les traces des sillages passant en ce point sont clairement visibles puisqu'ils contiennent un écoulement fortement turbulent correspondant aux pics d'énergie cinétique turbulente. Entre chaque sillage, la turbulence de l'écoulement est relativement faible, ce qui est aussi observé sur la figure 4.18. Ainsi le taux de turbulence moyen est modéré et vaut environ 5%. Les passages de sillage induisent une périodicité du signal temporel, mais celui-ci n'est pas strictement périodique étant donné le caractère aléatoire de la turbulence. L'énergie cinétique turbulente est présentée dans le domaine

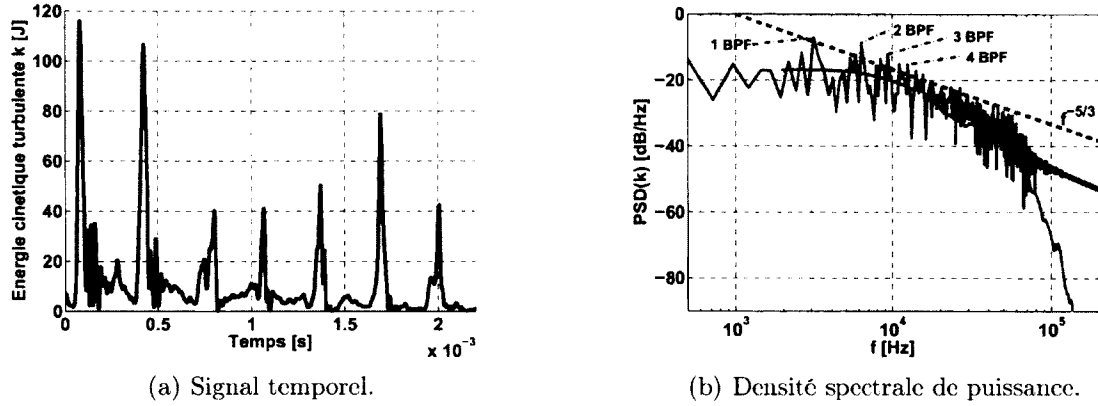


Figure 4.20 Energie cinétique turbulente enregistrée durant 7 périodes de passages de pales à mi-envergure du canal inter-aubes, au point B (voir figure 4.11). b) Noir : signal brut. Rouge : signal moyenné avec fenêtre de Hanning et 50% de recouvrement.

fréquentiel sur la figure 4.20(b) en calculant sa densité spectrale de puissance (PSD pour *Power Spectral Density*) :

$$PSD(k) = \hat{k}(\omega)\hat{k}^*(\omega) = |\hat{k}(\omega)|^2, \quad (4.21)$$

où  $\hat{k}(\omega)$  est la transformée de Fourier de  $k(t)$  (équation (1.5)). Le signal temporel étant enregistré sur 7 périodes de passage de pale, la résolution en fréquence du signal brut (courbe noire) est de 450 Hz. Le contenu périodique du signal apparaît sur le spectre via des pics situés à la BPF et ses harmoniques supérieures. Ces derniers seraient définis plus précisément avec un enregistrement plus long permettant d'améliorer la résolution fréquentielle. La partie du spectre située entre 8 kHz et 50 kHz suit la pente d'une loi en  $f^{-5/3}$ , et correspond donc à la partie inertielle du spectre. Cela montre en particulier que le transfert d'énergie des grosses structures vers les plus petites est bien respecté dans la simulation [8]. D'après la taille caractéristique des mailles  $\Delta$  dans le canal inter-aubes (équation (4.16)), la fréquence de coupure du maillage (équation (4.7)) s'exprime aussi comme [8] :

$$f_c = \frac{u_{rms}}{2\Delta}, \quad (4.22)$$

et est ici estimée à 60 kHz. Sur le spectre moyenné de l'énergie cinétique turbulente, tracé en rouge sur la figure 4.20(b), cette fréquence de coupure correspond effectivement au point où le spectre change de pente et commence sa décroissance. A partir de cette

---

fréquence de coupure, les plus petites structures sont modélisées avec le modèle de sous-maille (paragraphe 4.2.2).

## 4.7 Conclusion

Ce chapitre présente la mise en place et l'analyse d'une simulation aux grandes échelles d'un étage rotor-stator annulaire 3D. Afin de conserver des coûts de calculs abordables, la géométrie du compresseur CME2 a été simplifiée, sans apporter de modifications majeures au mécanisme étudié d'interaction des sillages turbulents avec le stator. Le modèle de sous-maille SISM implémenté dans *Turb'Flow* a été utilisé afin de simuler précisément l'écoulement en proche paroi. Des comparaisons de l'écoulement moyen avec le calcul URANS effectué au chapitre 2 ont montré que la LES prédit correctement le champ aérodynamique moyen sur l'envergure restreinte du conduit simulé. Seul l'écoulement situé proche de la paroi supérieure du conduit est modifié mais son influence sur l'écoulement principal reste faible. La LES fournit des couches limites et des sillages plus fins que le calcul URANS. En prévision de l'étude acoustique de la section 5.5 reposant sur l'extraction des sources acoustiques sur les parois des aubages, les couches limites ont été précisément analysées. Il a été montré que la LES capte leurs transitions, celles-ci ayant une position fixe dans les repères relatifs liés aux roues correspondantes. En particulier, l'interaction du sillage turbulent du rotor avec le stator n'apparaît pas responsable du déclenchement de la transition sur la surface extradorsale de l'aube. Des comparaisons avec les résultats URANS ont mis en évidence les limitations de cette méthode pour la simulation précise des couches limites. En effet, aucun modèle de transition n'étant utilisé, les couches limites URANS sont plus épaisses et possèdent une répartition d'énergie différente des résultats LES. Finalement, les structures tourbillonnaires de l'écoulement ont été étudiées, et une analyse spectrale de l'énergie cinétique turbulente a montré que la simulation respecte correctement le principe du transfert d'énergie entre les grandes et les petites échelles.

# CHAPITRE 5

## BRUIT À LARGE BANDE D'INTERACTION ROTOR-STATOR

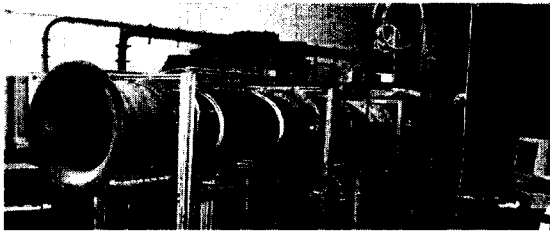
### 5.1 Introduction

Ce chapitre s'intéresse spécifiquement au bruit à large bande créé par le mécanisme d'interaction rotor-stator d'une soufflante subsonique. L'un des objectifs consiste à évaluer les modèles de prédiction de bruit à large bande prenant en compte l'effet de grille décrits dans la section 1.3. Les modèles de Ventres *et al.* [161], Posson *et al.* [129, 133] et Hanson [65] font appel à des hypothèses différentes et peuvent être considérés comme représentatifs de l'état de l'art actuel. Leurs caractéristiques sont analysées par applications sur des cas tests réalistes. Par ailleurs, la revue de littérature a mis en évidence l'existence de modèles basés sur une réponse de profil isolé couplée à du rayonnement en conduit [31, 49, 137] pour la prédiction du bruit de soufflante. Ce chapitre s'attache donc à évaluer l'effet de grille par rapport à une réponse isolée, sur les sources acoustiques ainsi que sur la puissance acoustique rayonnée. Finalement, la méthode CAA développée pour le bruit de turbomachine et basée sur la simulation aux grandes échelles présentée dans le chapitre 4 est mise en œuvre. Les étapes successives vers la prédiction numérique du bruit à large bande sont détaillées. Cette approche permet en outre d'analyser et d'étudier l'effet d'une hypothèse liée aux modèles analytiques considérant souvent équivalentes les corrélations radiales de l'excitation et de la réponse de l'aube. La section 5.2 présente tout d'abord les cas tests réalistes sur lesquels des données expérimentales sont disponibles. Ces configurations sont utilisées pour les analyses comparatives de modèles dans les deux sections suivantes. L'étude sur l'effet de grille est réalisée dans la section 5.3, tout d'abord au niveau des sources puis de la puissance acoustique. Une partie de cette étude étant basée sur le modèle de Ventres, l'implémentation de la réponse de grille correspondante est détaillée dans l'annexe A. La section 5.4 s'intéresse à la comparaison des modèles utilisant des réponses de grilles d'aubes 2D et 3D. Enfin la méthode CAA est détaillée et ses résultats sont analysés dans la section 5.5.

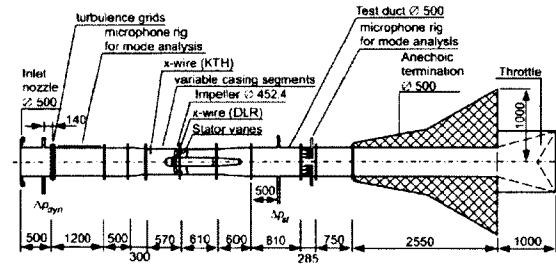
## 5.2 Cas tests réalistes

### 5.2.1 Compresseur du DLR

Dans le cadre des projets européens PROBAND et FLOCON, un banc d'essai compresseur axial a été installé au DLR<sup>1</sup> à Berlin afin de réaliser des études aéroacoustiques [36, 81]. Ce compresseur représenté sur la figure 5.1 est constitué, dans la configuration étudiée, d'un rotor de 24 pales et d'un stator de 32 aubes. Les roues sont montées dans un conduit, annulaire au niveau de l'étage, dont les parois sont de rayons constants  $R_H = 138.8$  mm et  $R_T = 226.5$  mm. Le rapport de conduit vaut donc  $R_H/R_T = 0.61$ . L'aube est formée d'un empilement de profils constitués d'arcs circulaires et inclinés d'un angle de flèche constant de  $7^\circ$ . Le tableau 5.1 résume les paramètres géométriques de l'aube extraits de la thèse de Reboul [137]. L'angle de calage  $\chi_s$  est calculé selon la moyenne des angles d'entrée et de sortie de l'aube  $\alpha_{BA}$  et  $\alpha_{BF}$  respectivement. Cette valeur sera utilisée dans le modèle analytique pour le calage des plaques planes représentant les aubes. Comme le montre le tableau 5.1, la distance adimensionnée de non recouvrement des aubes  $d/C_s$  (voir par exemple la figure 1.5) est relativement petite, indiquant que l'effet de grille joue probablement un rôle significatif dans la réponse des aubes et leur rayonnement.



(a) Photographie du banc.



(b) Schéma du banc avec instrumentation.

Figure 5.1 Banc d'essai du compresseur axial du DLR à Berlin, d'après Jurdic *et al.* [81].

Tableau 5.1 Paramètres géométriques de l'aube du compresseur du DLR, d'après [137]

$r/R_T$	$C_s$ [m]	$\alpha_{BA}$ [°]	$\alpha_{BF}$ [°]	$\chi_s$ [°]	$d/C_s$ [%]
0.61	0.110	42.2	-6.3	17.95	7.6
0.81	0.105	39.6	-6.3	16.63	9.2
1	0.099	36.9	-6.3	15.30	10.7

Aux conditions nominales, le rotor tourne à la vitesse  $\Omega_n = 3238$  tr.min<sup>-1</sup> donnant un nombre de Mach en tête de pale de 0.22. L'écoulement amont possédant un nombre de

<sup>1</sup>Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt, Centre Aérospatial Allemand.

Mach de 0.08, l'étage de compresseur est donc pleinement subsonique. Comme le montre la figure 5.1(b), des peignes de microphones sont montés dans le conduit en amont et en aval de l'étage. Ceux-ci permettent la décomposition modale du champ acoustique rayonné par le compresseur et le calcul de la puissance acoustique. Les densités spectrales de puissances acoustiques rayonnées par l'étage et intégrées par bandes de 10 Hz sont utilisées au paragraphe 5.3.2.

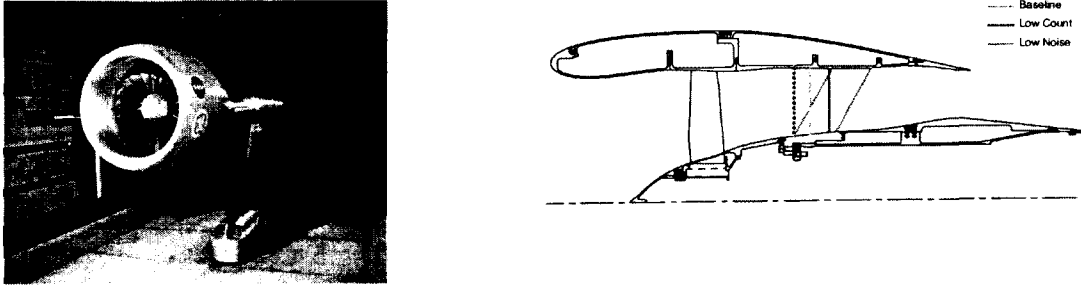
## 5.2.2 Etage de soufflante NASA SDT

Dans le cadre du projet de recherche américain ASTNRP<sup>2</sup>, le centre de recherche NASA Glenn a conduit une série d'essais aéroacoustiques sur une maquette d'un étage de soufflante. Ces essais, connus sous le nom de *Source Diagnostic Test* (SDT), avaient entre autres pour but de mesurer et de caractériser le bruit à large bande émis par l'interaction rotor-stator, tant au niveau des sources qu'au niveau de la puissance acoustique rayonnée. La description des essais et les principaux résultats expérimentaux aérodynamiques et acoustiques sont rassemblés dans les références [37, 72, 73, 120, 121, 175]. La figure 5.2(a) représente la soufflante carénée installée dans la soufflerie anéchoïque. Le rotor est entraîné par une turbine à air de 3.73 MW. L'étage de soufflante-OGV est représentatif de celui qui serait monté sur un moteur récent possédant un taux de dilution de 8.85. La soufflante, de diamètre 55.9 cm, est composée de 22 pales. Les rayons de pied et de tête valent respectivement  $R_H = 0.1397$  m et  $R_T = 0.2794$  m, d'où un rapport de conduit de  $R_H/R_T = 0.5$ . Comme le montre la figure 5.2(b), le stator est modulable afin d'étudier plusieurs configurations. La configuration *baseline* a été conçue pour que la fréquence fondamentale de l'interaction rotor-stator soit coupée, menant à un stator possédant 54 aubes. Un stator de 26 aubes est utilisé dans la configuration *low count* visant à réduire le bruit à large bande, mais pour laquelle la raie à 1 BPF est passante. Enfin la configuration *low noise* utilise un stator de 26 aubes possédant un angle de flèche de 30° [37] afin de réduire le bruit tonal par rapport au stator *low count*. La solidité du stator  $\zeta_s$  est identique dans toutes les configurations, entraînant une corde plus grande dans les configurations *low count* et *low noise* que dans la *baseline*, comme cela est montré sur les tableaux 5.2 et 5.3 résumant les paramètres géométriques des aubes. A partir des angles d'entrée et de sortie des aubes, l'angle de calage  $\chi_s$  utilisé pour les grilles de plaques planes modélisant le stator dans les modèles analytiques est calculé selon la relation :

$$\chi_s = 0.9\alpha_{BA} + 0.1\alpha_{BF}. \quad (5.1)$$

<sup>2</sup>Advanced Subsonic Technology Noise Reduction Program.

En effet, le bruit d'interaction du sillage turbulent avec les aubes étant principalement un mécanisme de bord d'attaque, les paramètres géométriques liés à celui-ci jouent un rôle prédominant dans la création des sources. Cette valeur a également été utilisée par Nallasamy et Envia [108]. Grace *et al.* [58] ont réalisé une étude paramétrique sur l'angle de calage de la grille équivalente du stator SDT, et ont effectivement montré que l'équation (5.1) représente un compromis intéressant par rapport à d'autres valeurs de calages. Par ailleurs, les tableaux 5.2 et 5.3 montrent que le recouvrement des aubes est significatif sur toute l'envergure, puisque la distance de non recouvrement  $d/C_s$  est systématiquement inférieure à 50%. Des effets de grille peuvent donc être attendus sur la réponse des aubes et sur leur rayonnement.



(a) Photographie de la maquette (b) Vue en coupe de l'étage, montrant les 3 configurations possibles montée dans la soufflerie anéchoïque. de stator.

Figure 5.2 Banc d'essai soufflante SDT de la NASA, d'après Hughes *et al.* [73].

Tableau 5.2 Paramètres géométriques de l'aube du stator SDT, configuration *baseline*

$r/R_T$	$C_s$ [m]	$\alpha_{BA}$ [°]	$\alpha_{BF}$ [°]	$\chi_s$ [°] (90/10)	$\zeta_s$	$d/C_s$ [%]
0.50	0.040	37.98	17.40	35.92	2.4	23.8
0.63	0.040	33.81	15.26	31.95	1.9	26.1
0.75	0.040	31.59	13.83	29.81	1.6	30.3
0.88	0.040	31.61	13.20	29.76	1.4	35.5
1.00	0.040	35.23	13.75	33.08	1.2	44.4

Lors de la campagne d'essais, trois points de fonctionnement ont été étudiés, correspondant à trois conditions de vol différentes : point de décollage, de *cutback* et d'approche. Ceux-ci sont caractérisés par des vitesses de rotation du rotor de  $12656 \text{ tr.min}^{-1}$ ,  $11074 \text{ tr.min}^{-1}$  et  $7808 \text{ tr.min}^{-1}$  respectivement. L'introduction de ce mémoire a mis en évidence l'intérêt de l'étude aéroacoustique du bruit de soufflante en phase d'approche, puisque celui-ci



Tableau 5.3 Paramètres géométriques de l’aube du stator SDT, configuration *low count*

$r/R_T$	$C_s$ [m]	$\alpha_{BA}$ [°]	$\alpha_{BF}$ [°]	$\chi_s$ [°] (90/10)	$\zeta_s$	$d/C_s$ [%]
0.50	0.082	35.30	16.76	33.45	2.4	22.9
0.63	0.082	33.20	14.69	31.35	1.9	27.4
0.75	0.082	31.49	13.48	29.69	1.6	30.9
0.88	0.082	31.09	13.11	29.29	1.4	34.9
1.00	0.082	35.23	13.70	33.07	1.2	45.5

domine le rayonnement des autres composantes du moteur dans cette phase. De plus, les données expérimentales étant seulement disponibles pour ce point de fonctionnement, les comparaisons des modèles analytiques seront réalisées en conditions d’approche. Les mesures de puissances acoustiques ont été réalisées à l’aide de microphones fixes et en translation parallèlement à l’axe de la machine, en dehors de la nacelle. Le banc d’essai pouvant fonctionner sans stator, le bruit de rotor seul a tout d’abord été caractérisé puis retranché des mesures effectuées dans les configurations rotor-stator, permettant d’obtenir les spectres de puissances acoustiques seulement reliés à l’interaction rotor-stator. De plus, une paroi traitée acoustiquement placée sur le côté de la machine a permis de séparer les contributions amont et aval de l’étage [175].

Ce cas test NASA SDT a été utilisé comme référence dans le cadre d’évaluation d’approches numériques et analytiques de prédiction de bruit à large bande, par exemple dans les travaux de Nallasamy et Envia [108], Atassi et Logue [5], Grace *et al.* [57–59] et Posson *et al.* [128, 129]. Dans ce chapitre, le cas soufflante SDT est utilisé afin d’évaluer les caractéristiques de modèles analytiques, notamment l’effet de grille au paragraphe 5.3.2 et les propriétés 2D et 3D des modèles dans la section 5.4.

## 5.3 Evaluation de l’effet de grille

D’après le paragraphe 1.3.1, les modèles de prédiction du bruit de soufflante peuvent être classés dans deux catégories selon que l’effet de grille est pris en compte ou non. Rappelons ici que l’effet de grille correspond à l’influence des aubes adjacentes sur l’écoulement autour d’une aube donnée et sur le rayonnement des sources acoustiques à partir de cette aube. Dans ce document, seuls des modèles avec effet de grille ont été étudiés jusqu’ici car les roues de soufflantes et de compresseurs présentent des solidités élevées. Or des études récentes, menées par exemple par Cheong *et al.* [25], Jenkins *et al.* [76] et Blandeau *et al.* [11] tendent à montrer que l’influence de l’effet de grille sur le spectre de puissance acoustique rayonnée devient faible en hautes fréquences. Ces études ont été réalisées avec

---

des modèles avec réponse de grille 2D et réponse de profil isolé 2D, pour une seule position radiale, avec rayonnement en champ libre. Il apparaît alors possible de remplacer la réponse de grille, coûteuse en temps de calcul, par une réponse de profil isolé à partir d'une certaine fréquence critique. Posson *et al.* [133] ont mené une étude préliminaire de l'effet de grille en comparant les chargements instationnaires sur aubes avec des réponses de profil isolé. Les objectifs de cette section consistent, d'une part, à étendre l'étude de l'effet de grille sur les sources acoustiques, en utilisant notamment le modèle de Ventres *et al.* [161] implémenté dans l'annexe A, afin d'étudier des grilles sans recouvrement. D'autre part, les modèles disponibles sont mis en œuvre sur les cas tests réalistes décrits dans la section 5.2 permettant une évaluation de l'effet de grille sur des spectres de puissances acoustiques à large bande.

### 5.3.1 Effet de grille sur les sources acoustiques

Dans ce paragraphe, l'influence de l'effet de grille sur le chargement instationnaire d'une aube est évaluée sur des cas tests académiques, correspondant à une extension de la configuration proposée par Posson *et al.* [133]. En effet, ce modèle de grille repose sur la résolution analytique d'une équation intégrale via la technique de Wiener-Hopf, possible seulement si le recouvrement entre les aubes est non nul. Or le modèle de Ventres *et al.* [161], implémenté dans l'annexe A, utilise une méthode semi-analytique de résolution de cette équation intégrale ne faisant appel à aucune hypothèse sur la valeur du recouvrement des aubes. La figure 5.3 rappelle les principaux paramètres géométriques d'une grille d'aubes, en utilisant la convention du calage  $\chi_s > 0$ . Ainsi, en appelant  $d$  la distance de non recouvrement, la réponse de grille de Ventres existe pour une valeur quelconque de  $d$ , alors que le modèle de Posson est limité à  $d \leq C_s$ . Dans ce paragraphe, les chargements instationnaires sur aubes avec effet de grille sont donc calculés seulement avec le modèle de Ventres, en notant qu'il a été vérifié que les réponses de grille de Posson et de Ventres fournissent des résultats équivalents pour  $d \leq C_s$ . Par ailleurs, la réponse de profil isolé d'Amiet [1], valide pour des écoulements compressibles, est utilisée afin d'obtenir une charge sur aube ne possédant aucun effet de grille. Cette réponse est théoriquement valide en hautes fréquences pour  $\tilde{\omega}_{exc}/2\beta_{xc}^2 \geq \pi/4$  (voir équation 5.2), mais montre aussi son efficacité en basses fréquences (corde compacte) si un terme de rétro-action prenant en compte la condition de Kutta au bord de fuite est appliqué [105, 141]. La réponse de Sears [146] est également calculée, cette formulation incompressible s'appliquant si  $\tilde{\omega}_{exc} \leq \pi\beta_{xc}^2$  [139], ce qui est effectivement réalisé pour le cas à basse fréquence étudié ici.

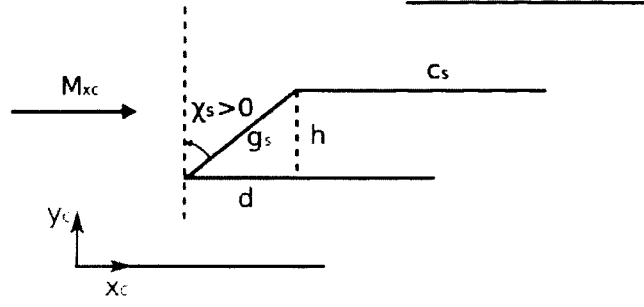


Figure 5.3 Schéma d'une grille rectiligne avec ses paramètres géométriques.

Le schéma de la figure 5.3 correspond au problème étudié. La grille est placée dans un écoulement uniforme, parallèle aux aubes, de nombre de Mach  $M_{xc} = 0.5$ . La fréquence adimensionnée de l'excitation étant définie par l'expression :

$$\tilde{\omega}_{exc} = \frac{\omega C_s}{c_0}, \quad (5.2)$$

trois fréquences d'études sont choisies :  $\tilde{\omega}_{exc} = 0.5$  (basse fréquence),  $\tilde{\omega}_{exc} = 7$  (moyenne fréquence) et  $\tilde{\omega}_{exc} = 20$  (haute fréquence), pour laquelle la réponse de grille 2D de Ventres a été validée dans l'annexe A. Enfin, comme proposé par Posson *et al.* [133], une seule rafale 2D de phase inter-aubes  $\sigma = 3\pi/4$  est considérée. D'après le schéma de la figure 5.3, deux méthodes de variation du recouvrement sont étudiées. Tout d'abord, le calage de la grille étant fixé, il est possible d'augmenter la valeur de la distance inter-aubes  $g_s$  en faisant varier la solidité définie, dans ce paragraphe seulement, sous la forme :

$$\eta = \frac{C_s}{h}. \quad (5.3)$$

La configuration A, décrite dans le tableau 5.4, correspond à cette variation de  $\eta$  en conservant le calage constant égal à  $\chi_s = 20^\circ$ . Ainsi en diminuant la valeur de la solidité, la distance de non recouvrement  $d/C_s = \tan \chi_s / \eta$  augmente.  $d/C_s = 1$  représente une grille dans laquelle le bord de fuite d'une aube est situé à la même position selon  $x_c$  que le bord d'attaque de l'aube adjacente, les aubes ne se recouvrent donc plus. Les sauts de pression calculés avec le modèle de Ventres sur les grilles définies dans le tableau 5.4 sont tracés le long de la corde sur les figures 5.4(a), 5.4(c) et 5.4(e) pour les trois fréquences étudiées. Les réponses de grille sont comparées à la réponse de profil isolé d'Amiet ainsi qu'à celle de Sears pour  $\tilde{\omega}_{exc} = 0.5$ . Les réponses de profil isolé 2D dépendent seulement du nombre

Tableau 5.4 Etude paramétrique de l'effet de grille. Description des paramètres utilisés dans la configuration A : variation de la solidité  $\eta$ , calage  $\chi_s$  constant.

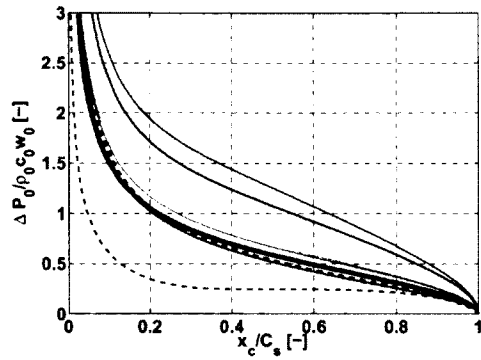
$\eta = C_s/h$ [-]	$\chi_s$ [deg]	$d/C_s$ [-]	$g_s/C_s$ [-]
1.50	20	0.24	0.70
1.25	20	0.29	0.85
0.56	20	0.65	1.90
0.37	20	0.98	2.87
0.364	20	1.00	2.92
0.357	20	1.02	2.98
0.33	20	1.1	3.22
0.28	20	1.30	3.80
0.24	20	1.50	4.62
0.21	20	1.70	4.97
0.18	20	2.00	5.85
0.15	20	2.50	7.31

de Mach incident et de la fréquence adimensionnée de l'excitation. Pour chaque réponse, le saut de pression est également intégré selon la corde en utilisant l'expression :

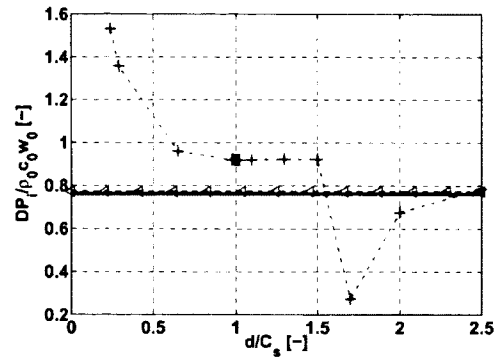
$$DP_i = \frac{1}{C_s} \int_0^{C_s} \frac{\Delta \hat{P}(x_c)}{\rho_0 c_0 w_0} dx_c, \quad (5.4)$$

et représenté sur les figures 5.4(b), 5.4(d) et 5.4(f) en fonction de la distance de non recouvrement  $d/C_s$ .

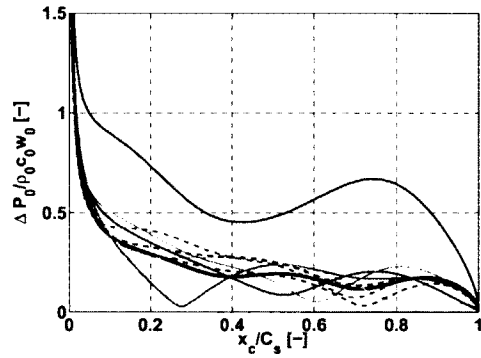
Pour l'excitation à basse fréquence, les sauts de pression se rapprochent des réponses isolées lorsque  $d/C_s$  tend vers 1 mais sans les atteindre. La réponse de Sears, légèrement différente de celle d'Amiet, est considérée comme la référence de profil isolé à cette fréquence. Ce n'est qu'à partir de  $d/C_s = 2.5$  que la réponse de grille est quasiment égale à celle de Sears (courbes noire pointillée et bleue sur la figure 5.4(a)). Cela signifie donc que l'effet de grille est important sur ce cas, même lorsque les aubes ne sont pas recouvertes. A moyenne fréquence, la figure 5.4(c) correspond en partie à la figure 6 b) de [133], la réponse de grille étant ici également calculée pour  $d/C_s > 1$ . Lorsque le recouvrement des aubes est significatif, les réponses de grille présentent des formes très différentes de la réponse isolée, les variations du saut de pression selon la corde étant notamment plus marquées. Cela confirme l'importance d'utiliser une réponse de grille dans ce cas. Pour  $d/C_s = 0.29$ , l'amplitude supérieure de la réponse par rapport aux autres est causée par une résonance de grille. Lorsque le recouvrement devient nul, les valeurs intégrées de la réponse convergent vers la réponse de profil isolé.



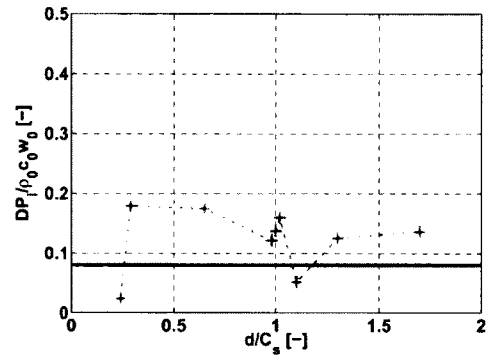
(a)  $\tilde{\omega}_{exc} = 0.5$ . Noir pointillé : réponse de Sears. Bleu plein :  $d/C_s = 2.5$ .



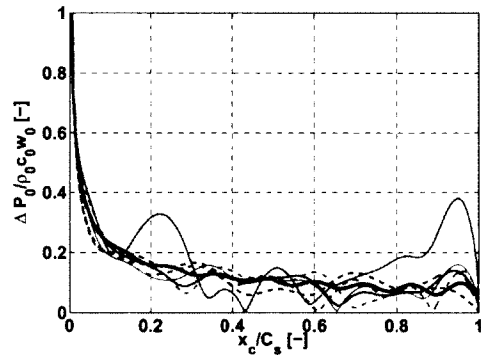
(b)  $\tilde{\omega}_{exc} = 0.5$ . Triangles gris : réponse de Sears.



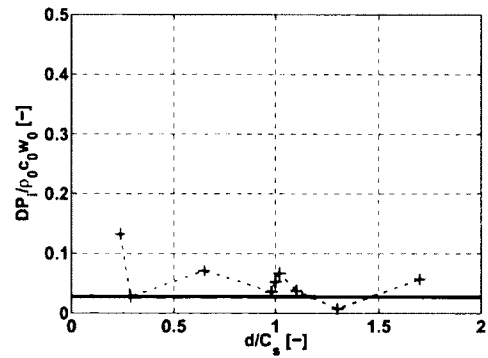
(c)  $\tilde{\omega}_{exc} = 7$ .



(d)  $\tilde{\omega}_{exc} = 7$ .



(e)  $\tilde{\omega}_{exc} = 20$ .



(f)  $\tilde{\omega}_{exc} = 20$ .

Figure 5.4 Amplitudes des sauts de pression, selon la corde et intégrés, pour les grilles de la configuration A (tableau 5.4). Figures a), c), e) : sauts de pression adimensionnés  $\Delta \dot{P}(x_c)/\rho_0 c_0 w_0$ . Noir : réponse de profil isolé d'Amiet. Autres courbes : réponse de grille de Ventres, avec  $d/C_s = 0.24$  (gris),  $0.29$  (vert),  $0.65$  (rose),  $0.98$  (bleu),  $1.00$  (rouge),  $1.02$  (gris pointillé),  $1.3$  (bleu pointillé),  $1.7$  (vert pointillé). Figures b), d), f) sauts de pression intégrés selon la corde (équation (5.4)). Trait noir : réponse de profil isolé d'Amiet. Rouge : réponse de grille de Ventres.

A hautes fréquences (figures 5.4(e) et 5.4(f)), les réponses de grille et isolée affichent davantage de variations selon la corde. Si les formes des sauts de pression sont différentes pour un recouvrement non nul ( $d/C_s = 0.29$  et  $0.65$  ne sont pas tracés par souci de clarté), les réponses de grille deviennent équivalentes à la réponse isolée dès que le recouvrement est très faible. Cela tendrait à montrer que l'effet de grille devient faible à hautes fréquences pour des aubes non recouvertes.

L'autre méthode paramétrique permettant d'étudier l'effet de grille concerne la variation du calage  $\chi_s$  à solidité  $\eta = C_s/h$  constante (voir figure 5.3). En effet, une augmentation du calage entraîne un espacement des aubes en suivant les lois  $d/C_s = \tan \chi_s / \eta$  et  $g_s = d / \sin \chi_s$ . Les tableaux 5.5 et 5.6 listent les paramètres géométriques des grilles utilisées pour cette étude, la configuration B correspondant à une grille de solidité élevée ( $\eta = 1.5$ ) et la configuration C à une grille de solidité faible ( $\eta = 0.56$ ).

Tableau 5.5 Etude paramétrique de l'effet de grille. Description des paramètres utilisés dans la configuration B : variation du calage  $\chi_s$ , solidité  $\eta$  constante.

$\eta = C_s/h$ [-]	$\chi_s$ [deg]	$d/C_s$ [-]	$g_s/C_s$ [-]
1.50	20	0.24	0.70
1.50	44.3	0.65	0.93
1.50	55.8	0.98	1.18
1.50	56.3	1.00	1.20
1.50	56.8	1.02	1.22
1.50	62.9	1.30	1.46
1.50	68.6	1.70	1.83
1.50	71.6	2.00	2.11
1.50	75.1	2.50	2.59

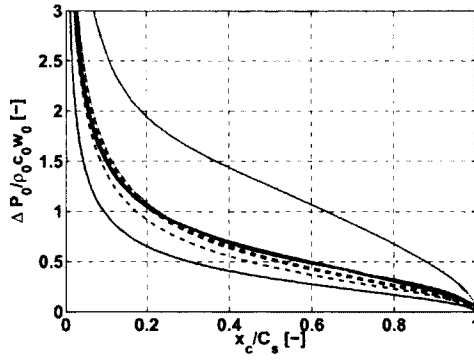
Tableau 5.6 Etude paramétrique de l'effet de grille. Description des paramètres utilisés dans la configuration C : variation du calage  $\chi_s$ , solidité  $\eta$  constante.

$\eta = C_s/h$ [-]	$\chi_s$ [deg]	$d/C_s$ [-]	$g_s/C_s$ [-]
0.56	7.7	0.24	1.79
0.56	20	0.65	1.90
0.56	28.8	0.98	2.03
0.56	29.2	1.00	2.05
0.56	29.7	1.02	2.06
0.56	36	1.30	2.21
0.56	43.6	1.70	2.47
0.56	48.2	2.00	2.68
0.56	54.5	2.50	3.07

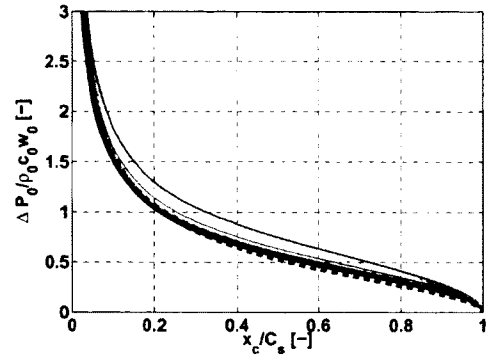
---

De nouveau, les réponses de grille sont comparées aux réponses de profil isolé en termes de sauts de pression selon la corde (figure 5.5) et intégrés sur la corde via la relation (5.4) sur la figure 5.6.

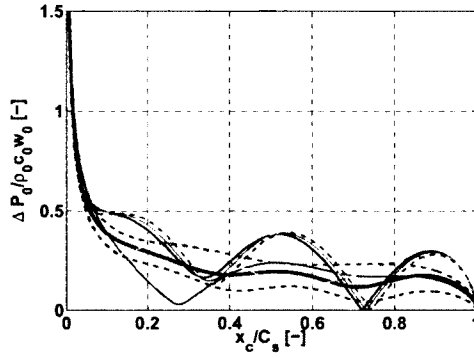
A basse fréquence, l'influence de la solidité sur l'effet de grille est clairement mise en évidence en comparant les figures 5.5(a) et 5.5(b). En effet, lorsque la solidité de la grille est faible (figure 5.5(b)), les réponses de grille convergent vers les réponses de profil isolé sur toute la corde quand  $\chi_s$  augmente. Pour  $d/C_s = 2$ , la réponse de grille est quasiment égale au résultat de Sears. Pour la grille à solidité élevée (figure 5.5(a)), l'effet de grille est plus marqué que dans le cas précédent lorsque le recouvrement est non nul puisque les réponses de grille sont relativement différentes de celles d'Amiet et de Sears. Ces réponses de grille semblent s'éloigner des réponses de profil isolé quand  $d/C_s$  devient supérieur à 1 et ne montrent pas de tendance de convergence. Cette analyse à basse fréquence est résumée sur la figure 5.6(a) : la grille à faible solidité tend vers la réponse de profil isolé pour  $d/C_s \geq 2$ , alors que celle à solidité élevée ne converge pas sur l'intervalle étudié. L'influence de la solidité sur l'effet de grille est également illustrée par les pentes des sauts de pression intégrés, indiquant que ceux-ci varient plus rapidement avec  $d/C_s$  lorsque la solidité est élevée. Cela est relié à la proximité des aubes, caractérisée par la distance entre les bords d'attaque  $g_s$  (voir tableaux 5.5 et 5.6), qui influe sur les réponses des aubes même pour un recouvrement nul. A moyenne fréquence, l'effet de grille est clairement identifiable sur la figure 5.5(c), puisque les formes des réponses de Ventres sont très différentes de la solution isolée jusqu'à  $d/C_s = 1.02$ . Il est remarquable d'observer la réponse de grille pour  $d/C_s = 1.7$  qui possède les mêmes oscillations que la réponse d'Amiet, seule l'amplitude est légèrement plus faible. Les écarts de forme avec la réponse de profil isolé sont moins marqués pour les réponses de la grille à faible solidité (figure 5.5(d)), illustrant de nouveau l'influence de la solidité. A cette fréquence, la figure 5.6(b) indique une convergence des réponses de grille vers la réponse du profil isolé pour des valeurs de non recouvrement élevées, et montre également que l'effet de grille joue un rôle important pour des configurations non recouvertes jusqu'à  $d/C_s = 1.5$ . Les figures 5.5(e) et 5.5(f) représentent les réponses de grille et de profil pour une excitation à haute fréquence. Dans les cas pour lesquels les aubes sont recouvertes ( $d/C_s = 0.24$  et  $0.65$ ), la réponse de grille fournit des sauts de pression d'amplitudes et de formes très éloignées de la réponse isolée, montrant que l'effet de grille doit être pris en compte afin de modéliser correctement le problème. Lorsque le recouvrement des aubes se trouve au voisinage de 0, puis quand  $d/C_s$  est supérieur à 1, les formes des réponses de grille deviennent similaires. De plus, une comparaison des figures 5.5(e) et 5.5(f) montre que la solidité de la grille a très peu d'influence sur les résultats. Ces observations sont confirmées sur la figure 5.6(c). En effet,



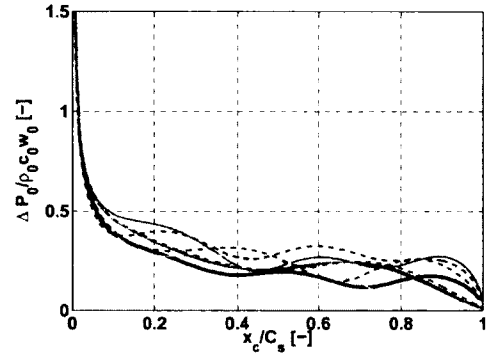
(a)  $\tilde{\omega}_{exc} = 0.5$ ,  $\eta = 1.5$ . Noir pointillé : réponse de Sears. Bleu plein :  $d/C_s = 2.5$ .



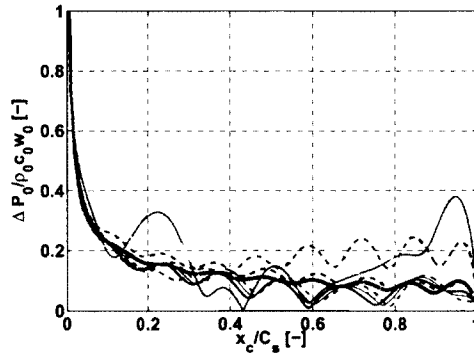
(b)  $\tilde{\omega}_{exc} = 0.5$ ,  $\eta = 0.56$ . Noir pointillé : réponse de Sears. Bleu plein :  $d/C_s = 2$ .



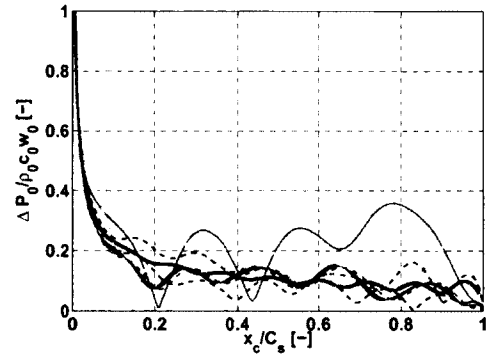
(c)  $\tilde{\omega}_{exc} = 7$ ,  $\eta = 1.5$ .



(d)  $\tilde{\omega}_{exc} = 7$ ,  $\eta = 0.56$ .



(e)  $\tilde{\omega}_{exc} = 20$ ,  $\eta = 1.5$ .

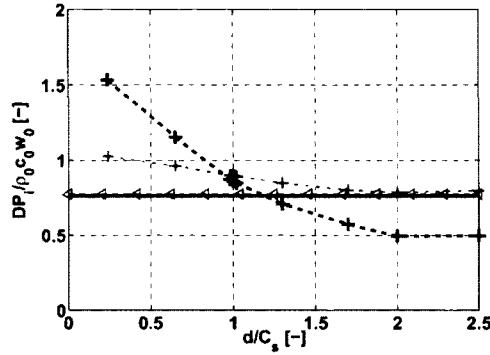


(f)  $\tilde{\omega}_{exc} = 20$ ,  $\eta = 0.56$ .

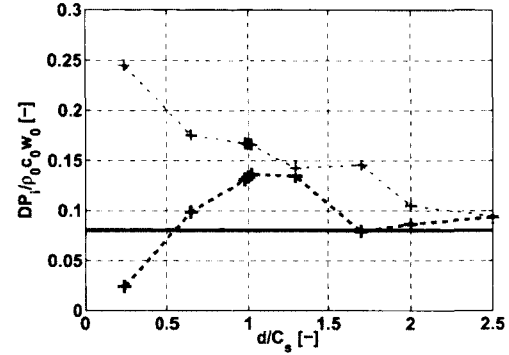
Figure 5.5 Amplitudes des sauts de pression adimensionnés  $\Delta\hat{P}(x_c)/\rho_0 c_0 w_0$  selon la corde pour les grilles des configurations B et C (tableaux 5.5 et 5.6). Noir : réponse de profil isolé d'Amiet. Autres courbes : réponse de grille de Ventres, avec  $d/C_s = 0.24$  (gris), 0.65 (rose), 0.98 (bleu), 1.00 (rouge), 1.02 (gris pointillé), 1.3 (bleu pointillé), 1.7 (vert pointillé).



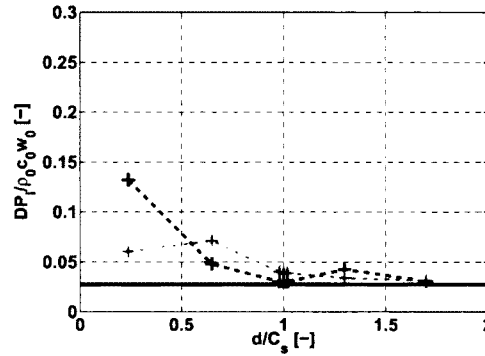
celle-ci montre que les réponses de grille convergent vers la réponse d'un profil isolé dès que le recouvrement devient nul, la solidité ayant peu d'influence lorsque les aubes s'éloignent. Cependant, l'effet de grille et la solidité jouent un rôle sur la réponse de grille tant que le recouvrement est non nul.



(a)  $\omega_{exc} = 0.5$ . Triangles gris : réponse de Sears.



(b)  $\omega_{exc} = 7$ .



(c)  $\omega_{exc} = 20$ .

Figure 5.6 Amplitudes des sauts de pression intégrés (équation (5.4)) pour les grilles des configurations B et C (tableaux 5.5 et 5.6). Trait noir : réponse de profil isolé d'Amiet. Vert :  $\eta = 1.5$ . Rouge :  $\eta = 0.56$ .

L'analyse paramétrique de l'effet de grille sur les sources acoustiques a été réalisée avec la réponse du modèle de Ventres. Pour tous les cas étudiés, une attention particulière a été portée sur le comportement de cette réponse au voisinage de  $d/C_s = 1$ , correspondant à une géométrie spécifique du problème modélisé. Aucune discontinuité dans les réponses n'ayant été notée, la validité de ce modèle pour des valeurs quelconques de  $d$  est donc confirmée. Par ailleurs, cette étude montre que l'effet de grille joue un rôle significatif sur les sources acoustiques dès que les aubes sont recouvertes, pour toutes les fréquences étudiées. Ce comportement observé sur les sources devra être confirmé sur la puissance acoustique. Cela justifie donc l'intérêt porté aux modèles de grille dans ce mémoire, les configurations

étudiées possédant toutes des recouvrements modérés ou élevés. De plus, l'effet de grille est également présent pour les configurations non recouvertes, et son influence diminue avec l'augmentation de la fréquence, jusqu'à devenir très faible en hautes fréquences dès que  $d/C_s > 1$ . Pour une fréquence et une valeur  $d/C_s$  fixées, l'ensemble des cas étudiés montre que  $g_s$  a un effet important sur les réponses de grille. Ainsi les deux paramètres géométriques contrôlant l'effet de grille sont la distance de non recouvrement  $d/C_s$  et l'espacement inter-aubes  $g_s/C_s$ .

### 5.3.2 Effet de grille sur la puissance acoustique

Dans le paragraphe précédent, l'effet de grille a été étudié sur les sources acoustiques pour la problématique d'interaction d'une rafale avec une grille d'aubes. L'étude est à présent élargie à la puissance acoustique à large bande rayonnée par un étage rotor-stator, pour les cas tests réalistes décrits dans la section 5.2. Les données expérimentales disponibles servent de référence aux différents modèles analytiques étudiés. La densité spectrale de puissance acoustique  $S_{pp}(\omega)$  rayonnée par l'interaction rotor-stator en conduit annulaire avec écoulement axial uniforme s'écrit sous la forme :

$$S_{pp}^{\pm}(\omega) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} Re \left( F_{m,\mu}^{\pm} < |P_{m,\mu}(\omega)|^2 > \right), \quad (5.5)$$

avec

$$F_{m,\mu}^{\pm} = \frac{\Gamma_{m,\mu}}{\rho_0 c_0} \frac{\kappa_{m,\mu}^* \omega / c_0}{|\omega / c_0 + \gamma_{x_d,m,\mu}^{\pm} M_{xd}|^2}, \quad (5.6)$$

et les notations définies dans les sections 1.2 et 3.2. La densité spectrale de puissance (PSD) du coefficient modal  $P_{m,\mu}(\omega)$  s'exprime, pour un mode acoustique de conduit  $(m, \mu)$  à la fréquence d'observation  $\omega$ , par la relation :

$$\begin{aligned} < |P_{m,\mu}(\omega)|^2 > = \left( \frac{V}{2|\kappa_{m,\mu}|\Gamma_{m,\mu}} \right)^2 \int_{R_H}^{R_T} \int_{r-L_r}^{r+L_r} H_{m,\mu}^{\pm}(r, \omega) H_{m,\mu}^{\pm*}(r', \omega) \\ & \sum_{m_g=-\infty}^{+\infty} \sum_{z=-\infty}^{+\infty} \delta_{m,m_g+zV} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Phi}_{ww}(r, r', \omega, m_g, k_{zc}) |C_{m,\mu}(r, r', \omega, m_g, k_{zc})|^2 dk_{zc} dr' dr. \end{aligned} \quad (5.7)$$

---

$H_{m,\mu}^\pm$  est défini par l'équation (3.27),  $C_{m,\mu}(r, r', \omega, m_g, k_{zc})$  est l'intégrale selon la corde du chargement instationnaire unitaire  $\Delta\hat{P}_0$  en réponse à une rafale incidente caractérisée par  $(\omega, m_g, k_{zc})$  multipliée par un terme de phase lié au mode de conduit  $(m, \mu)$  :

$$C_{m,\mu}(r, r', \omega, m_g, k_{zc}) = \int_0^C \Delta\hat{P}_0(r, r', x_c, \omega, m_g, k_{zc}) e^{-ik_{m,\mu,x_c}^+ x_c} dx_c. \quad (5.8)$$

$\bar{\Phi}_{ww}(r, r', \omega, m_g, k_{zc})$  représente schématiquement la turbulence incidente sur les aubes. Selon la méthode proposée par Nallasamy et Envia [108], la turbulence peut être décomposée en une contribution résiduelle et une contribution de sillage. Dans le cas d'une turbulence résiduelle,  $\bar{\Phi}_{ww}$  s'écrit sous la forme :

$$\bar{\Phi}_{ww} = \frac{\Phi_{ww}}{rU_{xd}} e^{-ik_{zc}(r-r')}, \quad (5.9)$$

les développements pour la contribution de sillage étant présentés par Posson *et al.* [129].  $\Phi_{ww}$  est le spectre de turbulence associé à la fluctuation de vitesse normale aux aubes.

Dans le modèle 3D à large bande de Posson (paragraphe 1.3.5), la réponse de grille calculée correspond au saut de pression  $\Delta\hat{P}_0$  de l'équation (5.8). Il est donc possible de remplacer cette réponse de grille par la réponse de profil isolée 3D d'Amiet utilisée au paragraphe 5.3.1, afin de supprimer l'effet de grille dans la prédiction des puissances acoustiques à large bande. Dans ce cas, l'équation (5.7) peut être appliquée, en notant que la réponse  $C_{m,\mu}$  ne dépend plus de la phase inter-aubes et donc de l'indice  $m_g$ . Cette méthode, appelée formulation F1, revient à considérer que les statistiques de l'excitation turbulente incidente présentent une corrélation entre les sillages, ce qui est justifié par la périodicité azimutale du problème. Cette formulation impose aux indices  $m_g$  des modes excitateurs de prendre seulement les valeurs  $m_g = m - zV$ ,  $z \in \mathbb{Z}$ . Cette approche est similaire à celles proposées par de Gouvillie [31] dans le cadre du bruit d'impact de turbulence et Joseph et Parry [78] pour le bruit d'interaction d'une couche limite avec un stator. Dans ces modèles la série sur  $m_g$  est remplacée par une intégration sur le nombre d'onde transverse appliquée au spectre de turbulence.

Par ailleurs, une autre approche consiste à considérer la turbulence incidente totalement décorrélée d'un sillage à un autre. Dans ce cas, chacune des réponses des aubes se trouve également décorrélée, et la réponse du stator revient à la somme de chacune de ces réponses. Par suite, les indices  $m_g$  des modes excitateurs peuvent parcourir toutes les valeurs dans

$\mathbb{Z}$ . Pour cette formulation F2 utilisant également une réponse de profil isolé, la densité spectrale de puissance du coefficient modal s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle |P_{m,\mu}(\omega)|^2 \rangle = & \frac{V}{(2|\kappa_{m,\mu}|\Gamma_{m,\mu})^2} \int_{R_H}^{R_T} \int_{r-L_r}^{r+L_r} H_{m,\mu}^\pm(r, \omega) H_{m,\mu}^{\pm*}(r', \omega) \\ & \int_{-\infty}^{+\infty} |C_{m,\mu}(r, r', \omega, k_{zc})|^2 \sum_{m_g=-\infty}^{+\infty} \bar{\Phi}_{ww}(r, r', \omega, m_g, k_{zc}) dk_{zc} dr' dr. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Plusieurs auteurs dont Reboul [137], Jenkins *et al.* [76] et Blandeau *et al.* [11] ont développé des modèles suivant l'hypothèse de décorrélation de l'excitation utilisée dans cette formulation F2.

### Compresseur du DLR

La configuration du compresseur axial du DLR a été présentée au paragraphe 5.2.1. Des données aérodynamiques provenant d'un calcul RANS sont exploitées dans l'annexe C afin de déterminer les informations nécessaires aux modèles analytiques : l'écoulement moyen et l'excitation turbulente, tous deux incidents sur le stator. Ce cas test est étudié avec les modèles de Posson (paragraphe 1.3.5), de Hanson (paragraphe 1.3.6) et le modèle à réponse de profil isolé défini au début de ce paragraphe avec la formulation F2. De plus, les résultats du modèle développé par Reboul [137] sont également disponibles. Ce modèle, correspondant à la version *d* défini dans la thèse [137], est basé sur une réponse 2D de profil isolé couplée à du rayonnement en conduit et suppose les réponses des aubes décorréliées entre elles. Seule la puissance acoustique rayonnée en aval de l'étage a été calculée, en utilisant le spectre de turbulence homogène et isotrope de von Karman bi-dimensionnel [137]. Les modèles étudiés ici étant tri-dimensionnel par nature, le spectre de von Karman 3D est utilisé dans l'équation (5.7) et est défini par :

$$\Phi_{ww}^{VK} = \frac{55\Gamma(5/6)w_{rms}^2}{36\pi^{3/2}\Gamma(1/3)k_e^3} \frac{k_{xc}^2 + k_{zc}^2}{\left[1 + \left(\frac{k_s}{k_e}\right)^2\right]^{17/6}}, \quad (5.11)$$

avec

$$k_e = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(5/6)}{\Lambda\Gamma(1/3)}, \quad k_s^2 = k_{xc}^2 + k_{yc}^2 + k_{zc}^2, \quad (5.12)$$

$\Lambda$  étant l'échelle intégrale de la turbulence (voir l'annexe C). Les prédictions de puissances acoustiques fournies par les modèles analytiques sont comparées aux données expérimentales (courbes noires) sur la figure 5.7. Les deux modèles avec réponse de profil isolé (courbes rouge et violette) prennent en compte les rafales sous-critiques.

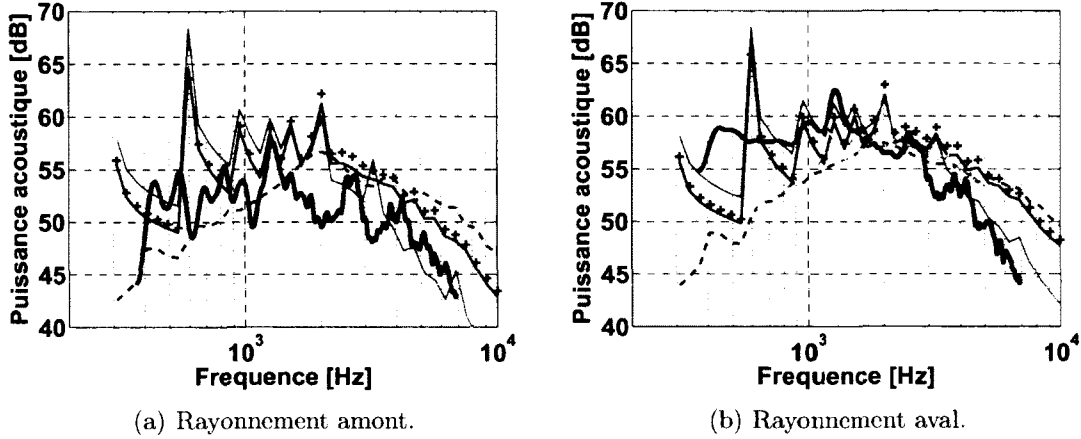


Figure 5.7 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval du compresseur du DLR. Ligne noire : données expérimentales. Pointillés verts : modèle de Hanson. Ligne bleue : modèle de Posson sans contribution du sillage, croix : avec prise en compte du sillage. Ligne rouge : réponse de profil isolé (formulation F2). Ligne violette : modèle de Reboul [137].

En amont de l'étage (figure 5.7(a)), les modèles ont tendance à sur-prédire les mesures. Ceci est notamment causé par l'effet de masquage du rotor, non considéré dans les modèles, qui diffracte et réfléchit les ondes acoustiques provenant du stator. Par ailleurs, comme il est mentionné dans l'annexe C, deux méthodes de décomposition de l'excitation turbulente sont utilisées. D'une part, le modèle de Reboul et les modèles donnant les résultats correspondant aux lignes continues de la figure 5.7 considèrent une turbulence moyenne provenant du rotor, sans information sur le sillage du rotor. D'autre part, les croix bleues proviennent d'une décomposition de l'excitation en une contribution résiduelle et une contribution de sillage suivant une loi Gaussienne. Cette méthode fournit des écarts d'environ  $-1$  dB en moyennes fréquences par rapport à la turbulence résiduelle seule, indiquant que la méthode de décomposition choisie influe peu sur le résultat. Cette caractéristique a également été mise en évidence récemment par Ju *et al.* [79]. Le modèle de Hanson, utilisant un rayonnement en champ libre, présente un comportement différent des modèles avec rayonnement en conduit. En effet, ces derniers font apparaître des discontinuités dans le spectre, correspondant à des problèmes numériques créés lorsque la fréquence de coupure d'un mode de conduit annulaire (équation (1.16)) est proche de la

---

fréquence d'observation. Dans ce cas,  $\kappa_{m,\mu}$  situé au dénominateur de la fonction de Green en conduit (équation (1.23)) tend vers 0 entraînant une valeur indéterminée de la pression acoustique, excepté si la source sur les aubes tend également vers 0 avec le même comportement. Posson et Roger [132] proposent une correction sur la réponse de grille consistant à forcer la coïncidence de la fréquence de coupure d'un mode de diffraction de grille rectiligne (équation (3.62)) avec la fréquence de coupure du mode de conduit en modifiant le nombre d'onde radial. Concernant la réponse isolée, Reboul [137] propose de supprimer les modes de conduit créant ces discontinuités, sous l'hypothèse que leur contribution à la puissance totale est faible. Aucune correction n'ayant été appliquée sur le modèle avec réponse de profil isolé (courbes rouges), les amplitudes des discontinuités sont légèrement plus élevées et plus nombreuses que sur les spectres des modèles de Posson et Reboul. La figure 5.7 montre que les modèles avec rayonnement en conduit capturent globalement mieux la forme des spectres expérimentaux que le modèle de Hanson. Ceci tendrait à montrer la nécessité d'une analogie acoustique en conduit par rapport à du rayonnement en champ libre. Le modèle de profil isolé et le modèle de Posson présentent une forme similaire en amont et en aval de l'étage, excepté en hautes fréquences pour lesquelles la pente du modèle isolé est plus grande. Le modèle de Reboul suit la forme du modèle de Posson sur toute la bande de fréquences avec un écart d'environ -1 dB en hautes fréquences. Le modèle 3D à réponse de profil isolé est plus proche des mesures en aval que le modèle 2D de Reboul, les deux utilisant des réponses d'aubes décorrélées. Cette différence provient probablement de la nature 2D ou 3D des modèles, point qui sera discuté plus en détails dans la section 5.4. Finalement, sur ce cas test, les modèles isolés fournissent des résultats relativement éloignés des modèles de grille en hautes fréquences, le modèle de Reboul étant cependant plus proche que la formulation F2, illustrant ainsi l'effet de grille sur la puissance acoustique.

### **Etage de soufflante NASA SDT**

L'effet de grille est évalué ici sur le cas test de l'étage de soufflante SDT présenté au paragraphe 5.2.2 pour les configurations *baseline* et *low count* en phase d'approche. Un des objectifs consiste à évaluer le comportement des modèles avec effet de grille par rapport à un modèle de réponse isolée afin de déterminer si ces deux types de modèles fournissent des résultats équivalents en hautes fréquences. Ce phénomène, non observé sur le compresseur du DLR, est en effet rapporté par un groupe de l'ISVR [11, 25, 76], en utilisant une réponse de grille rectiligne 2D, à une seule position radiale, sans rayonnement en conduit. De plus, leurs modèles reposent sur la décorrélation de l'excitation et des réponses des aubes, comme la formulation F2 présentée au début de ce paragraphe. C'est pourquoi le modèle 3D à

réponse de profil isolé avec les deux formulations F1 et F2 est appliqué sur ce cas test, ainsi que les modèles 3D de Hanson (paragraphe 1.3.6) et de Posson (paragraphe 1.3.5) (utilisant la correction annulaire du chargement instationnaire (paragraphe 3.5.5)). L'intégration du saut de pression de la réponse d'Amiet étant numérique, les résultats présentés sont convergés en termes de nombres de points de discrétisation selon la corde. Pour tous ces modèles, et suivant la proposition de Nallasamy et Envia [108], l'excitation turbulente est décomposée en une contribution de turbulence résiduelle et une contribution de turbulence de sillage. De plus, le spectre de turbulence  $\Phi_{ww}$  est représenté par le modèle de turbulence homogène et isotrope de Liepmann :

$$\Phi_{ww}^L = \frac{2\Lambda^3 w_{rms}^2}{\pi^2} \frac{\Lambda^2(k_{xc}^2 + k_{zc}^2)}{(1 + \Lambda^2 k_s^2)^3}. \quad (5.13)$$

La figure 5.8 représente la puissance acoustique rayonnée en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT dans la configuration *baseline* (54 aubes), et la figure 5.9 dans la configuration *low count* (26 aubes). Les spectres mesurés de la puissance acoustique montrent un rayonnement plus élevé en aval qu'en amont pour les deux configurations. De plus, comme prévu lors de la conception de la machine, la raie fondamentale de la fréquence de passage de pale est absente du spectre de la configuration *baseline* car celle-ci est coupée, alors qu'elle apparaît sur le spectre du stator à 26 aubes. Les harmoniques supérieures de la BPF sont présentes dans les deux cas mais plus marquées pour la configuration *low count*. Pour les deux configurations étudiées, les lignes bleues représentent le spectre large bande fourni par la réponse de profil isolé (formulation F1) incluant les rafales sous-critiques, tandis que les cercles bleus correspondent à ce modèle sans prise en compte des rafales sous-critiques. Celles-ci jouent un rôle à basses et moyennes fréquences jusqu'à 10 kHz environ et peuvent contribuer à une augmentation de la puissance globale, jusqu'à 4 dB pour la configuration *baseline* et 2 dB pour la configuration *low count*. Ces effets des rafales sous-critiques sur des réponses de profil isolé ont également été remarqués par Moreau *et al.* [106], et déjà étudiés au paragraphe 3.5.2 pour une réponse de grille. Les croix violettes correspondent au modèle de réponse de profil isolé avec la formulation F2. Pour les quatre cas étudiés, les écarts avec la formulation F1 sont minimes, pouvant aller de 1 dB en basses fréquences à 0.5 dB en hautes fréquences. Cela montre donc que l'hypothèse de corrélation de l'excitation entre les sillages influe peu sur les résultats, du moins sur cette configuration. Comme observé dans le cas du compresseur du DLR, les spectres obtenus à partir des modèles avec rayonnement en conduit présentent des discontinuités créées par des fréquences de coupure de modes de conduit proches de la fréquence d'observation. Ce phénomène est moins marqué que dans le cas du compresseur du DLR car les fréquences

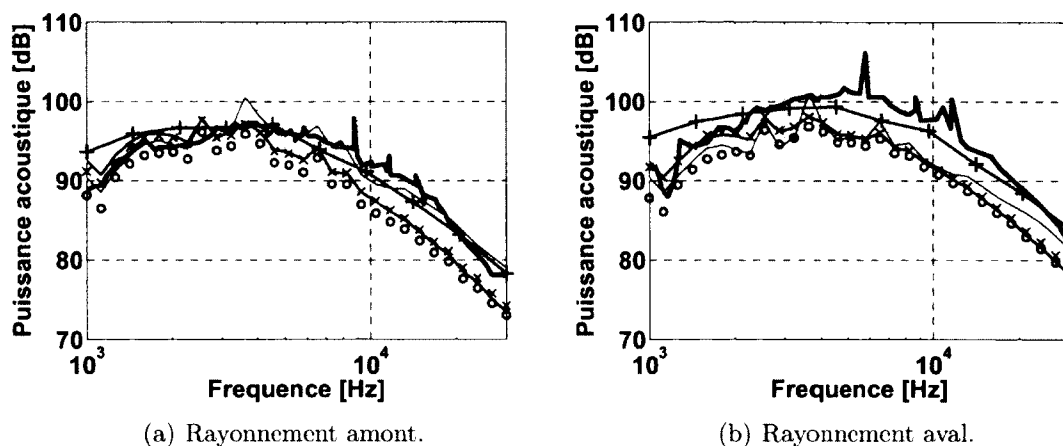


Figure 5.8 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT, configuration *baseline*, conditions d'approche. Ligne noire : données expérimentales. Ligne et croix vertes : modèle de Hanson. Ligne rouge : modèle de Posson. Bleu : réponse de profil isolé (formulation F1), ligne continue : avec les rafales sous critiques, cercles : sans les rafales sous critiques. Croix violettes : réponse de profil isolé (formulation F2), avec les rafales sous-critiques.

étudiées sont plus élevées et l'envergure du conduit est plus grande. Ainsi le nombre de modes de conduits passants est plus grand, permettant d'atténuer un comportement numérique non physique lié à un mode donné. Le modèle de Hanson fournit une réponse satisfaisante en hautes fréquences pour tous les cas étudiés, mais tend à sur-prédire la puissance acoustique en basses fréquences. Le modèle de Posson fournit une bonne prédiction des puissances mesurées en amont, mais sous-prédit les spectres expérimentaux en aval, pour les moyennes fréquences. Ce comportement a été attribué aux réflexions sur le rotor des ondes acoustiques se propageant en amont du stator [127], effet qui n'est pas considéré dans le modèle utilisé ici. Par ailleurs, les modèles avec réponse de profil isolé fournissent un niveau de puissance correct en basses fréquences, mais sous-prédisent systématiquement les spectres en moyennes et hautes fréquences car les décroissances des spectres semblent débiter trop tôt. Finalement, sur ces configurations étudiées, l'effet de grille joue un rôle important puisque les modèles avec réponse de grille de Posson et de Hanson fournissent globalement des résultats plus proches des puissances mesurées que les modèles avec réponse de profil isolé. Cette analyse tend à confirmer l'étude réalisée au paragraphe 5.3.1 sur les sources acoustiques, montrant que l'effet de grille a une influence significative lorsque les aubes sont recouvertes, même à hautes fréquences. Les résultats observés sur les sources se retrouvent donc sur des spectres de puissances acoustiques à large bande.



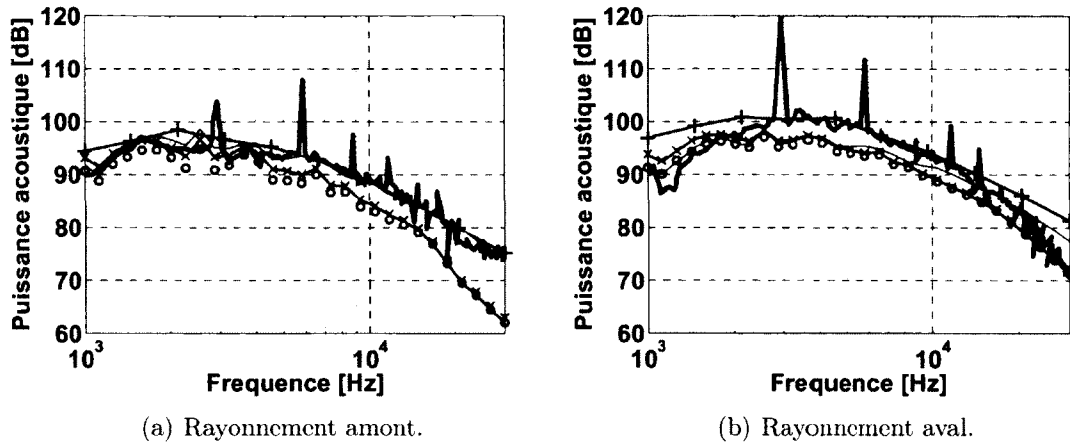


Figure 5.9 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT, configuration *low count*, conditions d'approche. Ligne noire : données expérimentales. Ligne et croix vertes : modèle de Hanson. Ligne rouge : modèle de Posson. Bleu : réponse de profil isolé (formulation F1), ligne continue : avec les rafales sous critiques, cercles : sans les rafales sous critiques. Croix violettes : réponse de profil isolé (formulation F2), avec les rafales sous-critiques.

L'analyse des résultats présentés sur les figures 5.8 et 5.9 ne semble donc pas tendre vers les mêmes conclusions que les études existantes [11, 25, 76], même en utilisant comme dans celles-ci l'hypothèse de décorrélation de l'excitation. En effet, les effets de grille jouent un rôle significatif en hautes fréquences sur les configurations choisies, ce qui pourrait être expliqué par leur solidité relativement élevée (voir tableaux 5.2 et 5.3). Afin de confirmer ce point, un nouveau cas test est défini à partir de la configuration *low count* en divisant le nombre d'aubes par deux et en conservant tous les autres paramètres. Ainsi la solidité est également divisée par deux, et la distance de non recouvrement multipliée par deux. La figure 5.10 présente les spectres de puissances obtenus sur cette nouvelle configuration, avec et sans effet de grille (cercles). L'écart en hautes fréquences est fortement réduit entre les deux modèles par rapport à la configuration originale *low count* (lignes continues), de 10 à 4 dB en amont et de 6 à 2 dB en aval. Cela illustre donc la réduction de l'effet de grille en hautes fréquences lorsque le recouvrement des aubes diminue. Les modèles étudiés dans ce paragraphe utilisent des excitations et des réponses 3D ainsi qu'un rayonnement en conduit annulaire, et comportent donc plusieurs différences avec les modèles 2D rectilignes rayonnant en champ libre utilisés pour évaluer l'effet de grille dans [11, 25, 76]. Il est donc possible que ces différences expliquent les divergences entre la présente étude et les résultats de la littérature, et un approfondissement de cette étude serait nécessaire pour apporter des conclusions plus générales. Sur les cas tests réalistes utilisés dans cette section, les modèles 3D montrent finalement que l'effet de grille est significatif, même en hautes fréquences,

à la fois sur les sources acoustiques et sur la puissance rayonnée lorsque les aubes sont recouvertes.

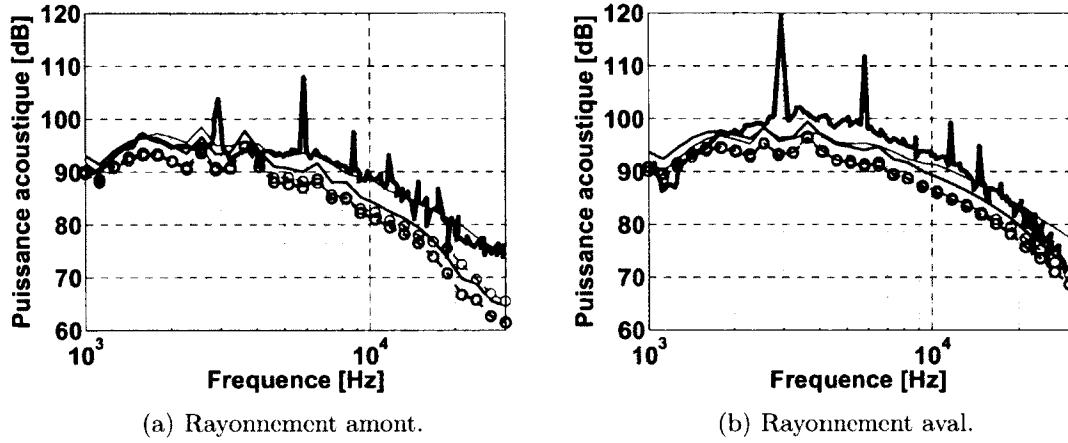


Figure 5.10 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT, conditions d'approche. Configuration *low count* : ligne noire : données expérimentales, ligne rouge : modèle de Posson, ligne bleue : réponse de profil isolé (formulation F1). Configuration *low count* avec 13 aubes : cercles rouges : modèle de Posson, cercles bleus : réponse de profil isolé (formulation F1).

## 5.4 Evaluation des modèles de grille 2D et 3D

L'état de l'art dressé dans la section 1.3 sur les modèles de prédiction de bruit à large bande considérant l'effet de grille a montré que ceux-ci peuvent être classés en deux catégories, selon leur nature 2D ou 3D. Comme précisé dans la section 3.2, la dénomination 3D signifie que l'excitation et la réponse de grille considèrent un nombre d'onde dans la direction de l'envergure  $k_{zc}$ , tandis qu'un modèle 2D utilise seulement un vecteur d'onde défini dans le plan  $(x_c, y_c)$  du repère de grille. Dans le cadre du bruit tonal, la section 3.5 s'est particulièrement intéressée à la comparaison des réponses de grille 2D et 3D, montrant notamment que les rafales obliques permettent une amélioration de la modélisation de l'excitation et de la réponse par rapport aux rafales 2D. L'objectif consiste dans cette section à généraliser la comparaison de modèles 2D et 3D sur des spectres à large bande. Ainsi, le modèle de Ventres *et al.* [161], dont la réponse de grille est détaillée dans l'annexe A, a été implémenté dans sa version originale. Celui-ci représente en effet un modèle de grille 2D caractéristique de l'état de l'art actuel. Les résultats correspondants à ce modèle seront comparés au modèle 3D de Posson *et al.* [129], pouvant être vu comme une extension du modèle de Ventres (paragraphe 1.3.1). Cependant, afin de réaliser des comparaisons significatives entre ces deux modèles, deux points doivent être adressés au préalable. Tout

d'abord, comme expliqué dans l'annexe A, la réponse de grille du modèle de Ventres est résolue via une méthode semi-analytique, contrairement à la fonction de grille du modèle de Posson résolue de manière exacte analytiquement et dont l'implémentation numérique est peu sensible à la fréquence. Par conséquent, même si la réponse de Ventres a été comparée avec succès à celle de Posson dans la section A.4 sur des cas tests et pour des rafales particulières, il est nécessaire de vérifier que celles-ci fournissent des résultats équivalents sur toute la gamme de fréquences étudiées. A cet effet, la réponse de grille analytique du modèle de Posson dans sa version 2D est insérée dans le modèle de Ventres, celui-ci conservant ses autres caractéristiques, notamment le spectre de turbulence incident. Les figures 5.11 et 5.12 présentent les résultats de cette étude sur le cas test de la soufflante SDT, pour les configurations *baseline* et *low count* (voir paragraphe 5.2.2). Les cercles gris représentent les résultats obtenus par Nallasamy et Envia [108]. Même si leur approche est basée sur le modèle original de Ventres *et al.* [161], le code interne de la NASA a évolué, s'appelant aujourd'hui RSI (*Rotor-Stator Interaction*), et la formulation réellement implémentée n'est pas disponible [56]. Les différences existant entre les résultats publiés [108] et le code de Ventres implémenté ici illustrent donc les modifications successives subies par ce modèle analytique de la NASA. Sur les figures 5.11(b) et 5.12(b), correspondant au rayonnement aval, il est intéressant de remarquer que les deux réponses de grille 2D (ligne verte et croix rouges) fournissent des spectres de puissances très proches sur tout l'intervalle de fréquences (moins de 1 dB d'écart), indiquant que le modèle de Ventres a été correctement implémenté. Concernant le rayonnement amont (figures 5.11(a) et 5.12(a)), les deux spectres sont également équivalents en basses et moyennes fréquences, mais font apparaître des écarts pouvant aller jusqu'à 3 dB pour certaines fréquences élevées. Ceux-ci sont créés par la quantité insuffisante de points de discrétisation utilisés pour résoudre la réponse de grille semi-analytique de Ventres. L'annexe A montre en effet que cette quantité doit augmenter avec la fréquence pour assurer une convergence de la réponse, tout en assurant un compromis en termes de coût de calcul. La valeur du nombre de points de discrétisation étant fixée à  $N = 400$  (lignes vertes), la figure 5.12 présente le spectre du modèle de Ventres obtenu avec  $N = 500$  (cercles bleus). Cette augmentation du nombre de points conduit à une légère amélioration de la prédiction, réduisant les écarts de 0.25 à 0.5 dB avec les résultats de la réponse de grille de Posson. Cependant, la taille de la mémoire vive des supercalculateurs empêche l'utilisation d'un nombre de points supérieur, et le gain sur la prédiction est relativement faible. Par conséquent, même si les deux réponses donnent des résultats globalement proches, seule la réponse 2D de Posson sera utilisée dans le modèle de Ventres, afin d'analyser précisément les spectres large bande obtenus à réponse de grille identique, par comparaisons avec le modèle 3D de Posson.

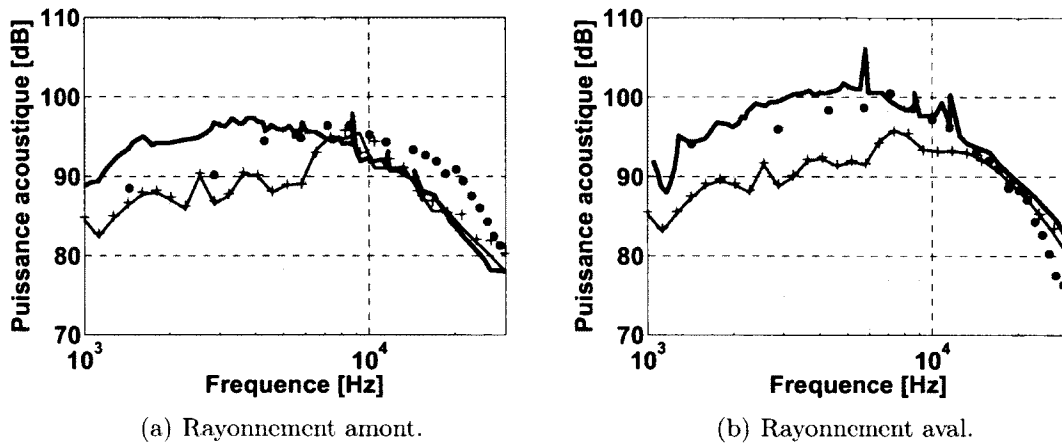


Figure 5.11 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT, configuration *baseline*, conditions d'approche. Ligne noire : données expérimentales. Points gris : résultats du modèle de Nallasamy et Envia [108]. Ligne verte : modèle de Ventres avec réponse de grille 2D de Poisson. Croix rouges : modèle de Ventres avec réponse de grille de Ventres.

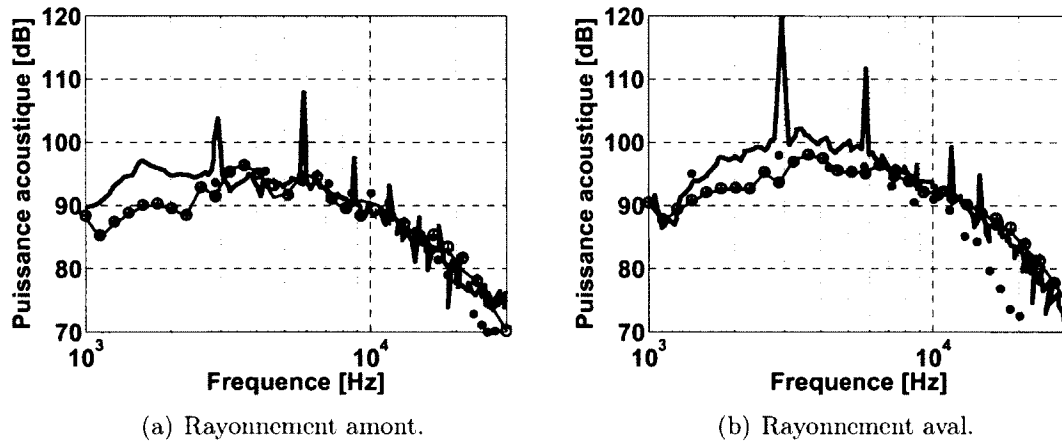


Figure 5.12 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT, configuration *low count*, conditions d'approche. Ligne noire : données expérimentales. Points gris : résultats du modèle de Nallasamy et Envia [108]. Ligne verte : modèle de Ventres avec réponse de grille 2D de Poisson. Modèle de Ventres avec réponse de grille de Ventres, croix rouges :  $N = 400$ , cercles bleus :  $N = 500$ .

Par ailleurs, le spectre de la turbulence incidente sur le stator défini dans le modèle original de Ventres *et al.* [161] considère seulement une turbulence résiduelle. Dans la version du modèle implémentée ici, il a été choisi d'étendre ce spectre selon les développements de Nallasamy et Envia [108] permettant une décomposition de l'excitation en une contribution résiduelle et de sillage. Les auteurs utilisent la même hypothèse que Ventres, consistant à définir la fonction de corrélation de la vitesse turbulente comme un produit de trois fonctions de corrélation, chacune ne dépendant que d'une seule coordonnée dans le repère de grille :

$$\phi(x_c, y_c, \Delta r) = \phi_{xc}(x_c/\Lambda_{xc})\phi_{yc}(y_c/\Lambda_{yc})\phi_r(\Delta r/\Lambda_r), \quad (5.14)$$

où  $\Lambda_i$  est l'échelle intégrale de longueur dans chaque direction. Par construction, et comme le rappellent Grace *et al.* [59], la turbulence définie par l'équation (5.14) n'est pas homogène et isotrope à cause de la forme multiplicative des corrélations, contrairement aux modèles couramment utilisés de Liepmann et de von Karman. Les corrélations  $\phi$  étant supposées de formes Gaussiennes, la densité spectrale croisée de la turbulence, correspondant par définition à la transformée de Fourier de la fonction de corrélation dans le plan  $(x_c, y_c)$ , s'écrit :

$$\hat{\phi}(\mathbf{k}, \Delta r) = \Lambda_{xc}\Lambda_{yc}\hat{\phi}_{xc}(k_{xc}\Lambda_{xc})\hat{\phi}_{yc}(k_{yc}\Lambda_{yc})\phi_r(\Delta r/\Lambda_r), \quad (5.15)$$

où  $\mathbf{k} = (k_{xc}, k_{yc}, 0)$  est le vecteur d'onde dans le plan  $(x_c, y_c)$ . Enfin, la troisième hypothèse de cette approche considère l'échelle intégrale radiale très petite, d'où :

$$\int_{-L_r}^{+L_r} \phi_r(\Delta r/\Lambda_r) d\Delta r \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_r(\Delta r/\Lambda_r) d\Delta r = \Lambda_r. \quad (5.16)$$

Le spectre de la turbulence défini par les équations (5.15) et (5.16) ne fait pas apparaître de nombre d'onde dans la direction radiale et consiste donc bien en une excitation 2D. Les développements de la densité spectrale croisée de la turbulence utilisant une décomposition en une contribution résiduelle et de sillage sont détaillés dans l'annexe A de Nallasamy et Envia [108]. Comme le montrent Atassi et Logue [5, 6], Posson *et al.* [129] et Grace *et al.* [59] par exemple, la modélisation choisie du spectre de turbulence influe grandement sur les spectres de puissance prédits par les modèles analytiques. Afin d'étudier seulement les effets 2D et 3D liés à l'excitation et à la réponse de grille dans les comparaisons, il convient d'utiliser des modèles de spectres de turbulence identiques. En considérant le modèle

3D de Posson *et al.* [129], qui utilise le modèle de turbulence de Liepmann, comme la référence validée sur le cas de la soufflante SDT, il est nécessaire d'implémenter le spectre de Liepmann dans le modèle de Ventres. Auparavant, il faut noter dans l'expression (5.7) que l'intégration selon  $r'$  peut se réécrire comme une intégration selon  $\Delta r = r' - r \in [-L_r, L_r]$ . Les variations entre  $r'$  et  $r$  sont ensuite négligées hormis dans le spectre de turbulence. Par conséquent, en utilisant la relation (5.16), l'intégration du spectre de turbulence selon  $\Delta r$  fournit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\phi}(\mathbf{k}, \Delta r) d\Delta r = \Lambda_{xc} \Lambda_{yc} \Lambda_r \hat{\phi}_{xc}(k_{xc} \Lambda_{xc}) \hat{\phi}_{yc}(k_{yc} \Lambda_{yc}). \quad (5.17)$$

L'expression (5.17) possède donc la dimension d'une longueur à la puissance trois, contrairement au spectre de Liepmann 2D défini classiquement par une intégration du spectre 3D selon le nombre d'onde radial (voir Cheong *et al.* [25] par exemple). En suivant la méthodologie de Ventres *et al.* [161], l'intégration du spectre de Liepmann 3D (équation (5.13)) doit être conduite selon le nombre d'onde radial et la longueur de la bande  $\Delta r$ ,  $\mathbf{k}$  valant ici  $\mathbf{k} = (k_{xc}, k_{yc}, k_{zc})$  :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{ww}^L(\mathbf{k}) e^{ik_{zc}\Delta r} dk_{zc} d\Delta r. \quad (5.18)$$

Les variables  $k_{zc}$  et  $\Delta r$  étant indépendantes, et  $\Phi_{ww}^L(\mathbf{k})$  ne dépendant pas de  $\Delta r$ , l'intégration (5.18) peut se mettre sous la forme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{ww}^L(\mathbf{k}) \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_{zc}\Delta r} d\Delta r dk_{zc} = 2\pi \Phi_{ww}^L(k_{xc}, k_{yc}, 0), \quad (5.19)$$

par définition de la fonction Dirac :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_{zc}\Delta r} d\Delta r = 2\pi \delta(k_{zc}). \quad (5.20)$$

Finalement, le spectre de turbulence de Nallasamy et Envia [108] est remplacé par le résultat de l'équation (5.19), faisant intervenir le spectre 3D de Liepmann dans lequel le nombre d'onde radial est forcé à zéro. La décomposition de la turbulence en termes résiduel et de sillage de la publication originale [108] est finalement utilisée avec la turbulence homogène et isotrope définie par le spectre de Liepmann (équation (5.19)).

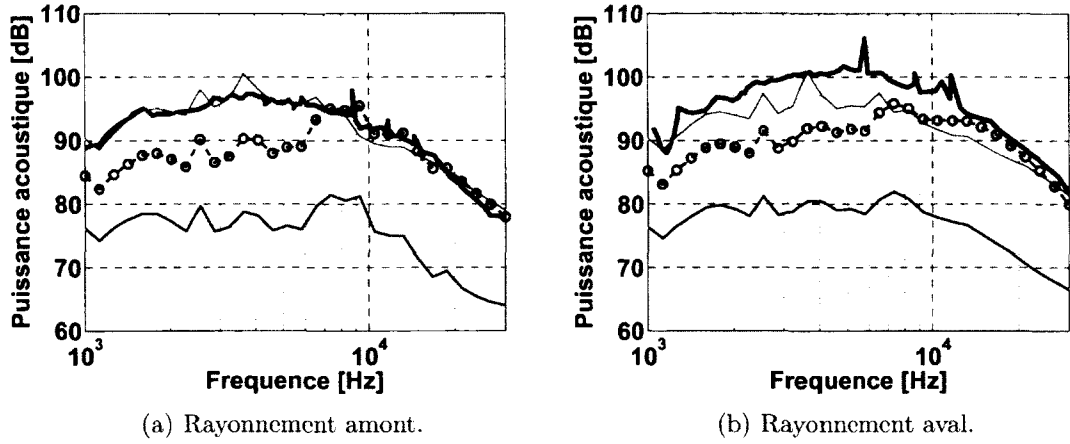


Figure 5.13 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT, configuration *baseline*, conditions d'approche. Ligne noire : données expérimentales. Ligne rouge : modèle 3D de Posson. Modèle de Ventres avec réponse 2D de Posson, et spectre de turbulence 2D de Nallasamy et Envia (cercles verts) ou spectre de turbulence 2D de Liepmann (équation (5.19)) (ligne bleue).

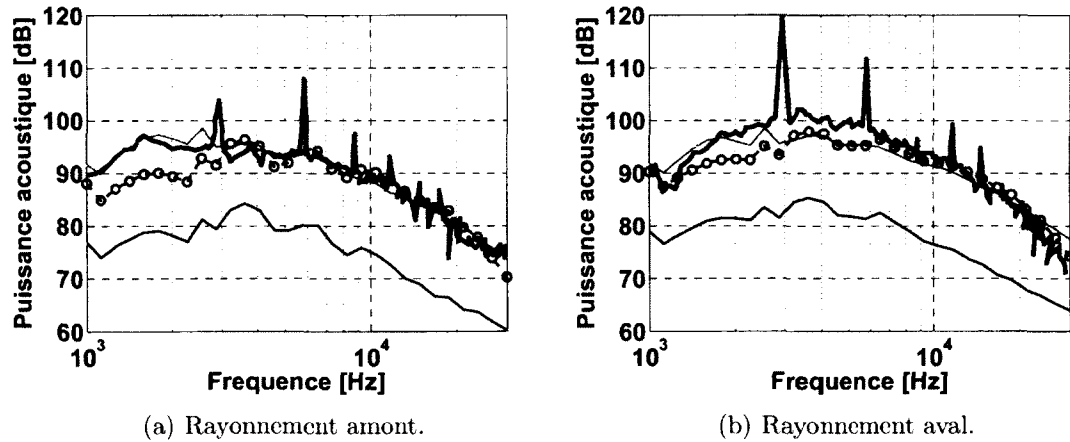


Figure 5.14 Spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage de soufflante SDT, configuration *low count*, conditions d'approche. Ligne noire : données expérimentales. Ligne rouge : modèle 3D de Posson. Modèle de Ventres avec réponse 2D de Posson, et spectre de turbulence 2D de Nallasamy et Envia (cercles verts) ou spectre de turbulence 2D de Liepmann (équation (5.19)) (ligne bleue).

---

Les figures 5.13 et 5.14 comparent, sur les deux configurations de la soufflante SDT déjà étudiées, les spectres de puissances acoustiques prédits par les modèles de grille 3D (Posson) et 2D (Ventres). La prédiction donnée par le modèle de Posson (rouge) suit la forme et le niveau des spectres expérimentaux en amont, et tend à sous-prédire les niveaux en aval pour les moyennes fréquences. Le modèle de Ventres, utilisant la réponse 2D de Posson et la turbulence incidente 2D du modèle original (équation (5.15)) fournit des résultats comparables aux modèles 3D en hautes fréquences pour toutes les configurations. Cependant, la sous-prédiction en basses et moyennes fréquences est significative et varie entre 7 dB (*baseline*) et 4 dB (*low count*). La courbe bleue représente le modèle de Ventres utilisant le spectre de turbulence 2D de Liepmann défini dans les équations (5.13) et (5.19). Si les allures des spectres sont satisfaisantes par rapport aux modèles 3D, un écart d'environ -15 dB apparaît avec ceux-ci. Un résultat similaire a récemment été présenté par Grace *et al.* [57, 59] en utilisant les modèles de turbulence de Liepmann et Gaussien. Ces analyses montrent donc qu'un modèle de grille 2D utilisant un modèle de turbulence 2D homogène et isotrope ne permet pas de prédire correctement la puissance acoustique rayonnée sur ce cas test. Le modèle de turbulence anisotrope de Nallasamy et Envia [108] fournit les meilleurs résultats pour un modèle de grille 2D. Cependant, les modèles 3D sont les seuls à fournir des prédictions proches des résultats expérimentaux, le modèle de Hanson ayant le désavantage de sur-prédire la puissance en basses fréquences (voir figures 5.8 et 5.9). D'après cette étude, il semble donc que le caractère 3D de l'excitation et de la réponse de grille est primordial pour les modèles de prédiction, devant la méthode de rayonnement utilisée. La prise en compte du conduit annulaire permet toutefois d'améliorer les prédictions en basses fréquences.

## 5.5 Méthode CAA pour le bruit à large bande

La présente section a pour objectif la mise en place de la méthode CAA développée dans le cadre du bruit à large bande, et son application à une configuration réaliste d'interaction rotor-stator. Cette approche CAA est basée sur une simulation aux grandes échelles fournissant à la fois l'excitation aérodynamique turbulente ainsi que les sources acoustiques numériques. La configuration correspond au compresseur CME2, dont le calcul LES est présenté et analysé au chapitre 4. Le paragraphe 5.5.1 détaille le traitement des informations turbulentes extraites du champ aérodynamique pour leur utilisation en entrée des modèles analytiques. Les fluctuations de pression pariétales à la surface des aubes correspondant aux sources acoustiques sont analysées au paragraphe 5.5.2. L'analogie acoustique de Goldstein [52], déjà utilisée au chapitre 3, permet finalement d'obtenir la puissance



acoustique rayonnée par les sources numériques au paragraphe 5.5.3. De plus, l'application de cette méthode CAA permet l'évaluation d'une hypothèse utilisée par le modèle de prédiction du bruit à large bande de Posson *et al.* [129] dans le calcul de la densité spectrale de puissance du coefficient modal. En effet, ce dernier défini par la relation (5.7) peut également s'écrire sous la forme suivante, sans faire appel explicitement au spectre de turbulence incidente ni au saut de pression unitaire :

$$\begin{aligned} \langle |P_{m,\mu}(\omega)|^2 \rangle = & \left( \frac{1}{2|\kappa_{m,\mu}|\Gamma_{m,\mu}} \right)^2 \int_{R_H}^{R_T} \int_{r-L_r}^{r+L_r} H_{m,\mu}^\pm(r, \omega) H_{m,\mu}^{\pm*}(r', \omega) \\ & \int_0^{C_s} \int_0^{C_s} e^{-i(k_{m,\mu,x_c}^\pm(r)x_c - k_{m,\mu,x_c}^\pm(r')x'_c)} \sum_{\nu=0}^{V-1} \sum_{\nu'=0}^{V-1} e^{i(\nu-\nu')2\pi m/V} S_{FF}^{\nu,\nu'}(x_c, r; x'_c, r', \omega) dx_c dx'_c dr' dr, \end{aligned} \quad (5.21)$$

où  $S_{FF}^{\nu,\nu'}$  représente la densité spectrale de puissance croisée du chargement instationnaire sur les aubes calculée pour toutes les aubes du stator :

$$S_{FF}^{\nu,\nu'}(x_c, r; x'_c, r', \omega) = \langle \Delta \hat{P}_\nu(x_c, r, \omega) \Delta \hat{P}_{\nu'}^*(x'_c, r', \omega) \rangle. \quad (5.22)$$

Une des hypothèses du modèle consiste à supposer qu'il existe une longueur de corrélation radiale du chargement instationnaire sur aube  $l_{r,aube} = 2L_r$  au-delà de laquelle le terme de l'équation (5.22) devient faible donc négligeable, expliquant la seconde intégrale radiale de l'équation (5.21) réalisée seulement sur  $l_{r,aube}$ . En pratique, cette longueur étant souvent inconnue car délicate à évaluer expérimentalement, elle est considérée égale à la longueur de corrélation radiale de l'excitation  $l_{r,exc}$ . Or la méthode CAA développée dans cette section permettant de calculer ces deux longueurs de corrélation, celles-ci sont comparées afin d'apporter des éléments de conclusion quant à la validité de cette hypothèse cruciale du modèle.

### 5.5.1 Excitation turbulente incidente

Afin de réaliser des comparaisons pertinentes entre les résultats fournis par la méthode numérique et par le modèle acoustique, la perturbation aérodynamique représentant l'excitation incidente pour le modèle est extraite du champ LES. Les trois composantes de la vitesse sont enregistrées durant six périodes de passages de pales en un point situé dans le domaine fixe, 7% de corde en amont du stator, correspondant au point A de la figure 4.18,

sur toute l'envergure du conduit. A la suite de l'analyse aérodynamique effectuée dans la section 4.4, l'écoulement situé dans la partie supérieure du conduit sur 10% de l'envergure n'est pas considéré dans cette section. En effet, la séparation de l'écoulement sur l'extrados de la pale proche de sa tête crée une excitation ne respectant pas les critères de modélisation de la turbulence incidente, le sillage du rotor n'étant en particulier pas clairement défini. L'hypothèse de Taylor considérant une turbulence figée lors de sa convection par l'écoulement moyen à partir de son point d'extraction est utilisée. Pour le modèle de grille, l'excitation incidente est décomposée sous la forme de deux termes, l'un représentant une turbulence résiduelle (*background b*) et l'autre la turbulence présente dans le sillage du rotor (*wake w*), approche proposée par Nallasamy et Envia [108] et déjà rencontrée dans la section 5.3 :

$$u_i(x, r, \theta) = u_{i,rms,b}(r)\bar{u}_{i,b}(x, r, \theta) + u_{i,rms,w}(r)\bar{u}_{i,w}(x, r, \theta)G(r, \theta). \quad (5.23)$$

$u_{i,rms,b}$  et  $u_{i,rms,w}$  correspondent aux moyennes des fluctuations (*Root Mean Square* RMS) des composantes de la vitesse turbulente sur la bande située au rayon  $r$ .  $\bar{u}_{i,b}$  et  $\bar{u}_{i,w}$  sont des grandeurs stochastiques normalisées représentant respectivement les spectres des vitesses turbulentes résiduelle et de sillage dans la direction  $i$ . Ces dernières peuvent être modélisées par une turbulence localement homogène et isotrope définie par les spectres de von Karman, de Liepmann, ou un modèle Gaussien, ou représentées par d'autres modèles : description axisymétrique de la turbulence ou modèles anisotropiques [6, 108]. En considérant la corde géométrique de l'aube réelle comme la plaque plane équivalente du modèle, la composante de la vitesse selon la plaque est calculée et tracée à mi-envergure sur la figure 5.15(a). Les passages des sillages du rotor au point d'extraction correspondent aux brusques déficits de vitesse. Afin de déterminer les propriétés statistiques caractérisant la turbulence incidence, il serait intéressant de suivre l'approche basée sur une analyse cyclostationnaire proposée par Jurdic *et al.* [80], mais celle-ci est pertinente pour des signaux temporels enregistrés sur plusieurs rotations complètes. Les signaux provenant de la LES étant relativement courts, l'analyse statistique est donc réalisée sur les périodes de passages de pales. Ainsi à partir du signal original de la figure 5.15(a), une moyenne glissante permet de calculer l'enveloppe du sillage, enlevée du signal pour fournir uniquement les fluctuations de vitesse tracées sur la figure 5.15(b) adimensionnées par la vitesse moyenne  $U_{xc}$ . L'écoulement fortement turbulent existant dans les sillages du rotor est ainsi mis en évidence, alors que le niveau de la turbulence résiduelle existant entre deux sillages est relativement faible, le taux de turbulence moyen valant 2%. Le modèle de l'équation (5.23) choisi pour décrire la turbulence en un terme de sillage et un terme résiduel semble jus-

tifié par la forme de la figure 5.15(b) afin de représenter fidèlement l'écoulement incident. Pourtant, des études récentes de Grace et Forsyth [57] et Ju *et al.* [79] décrivent l'excitation par un seul terme représentant la turbulence moyenne à travers un passage de pale. Ce choix de modélisation, également abordé dans l'annexe C, reste donc encore ouvert actuellement.

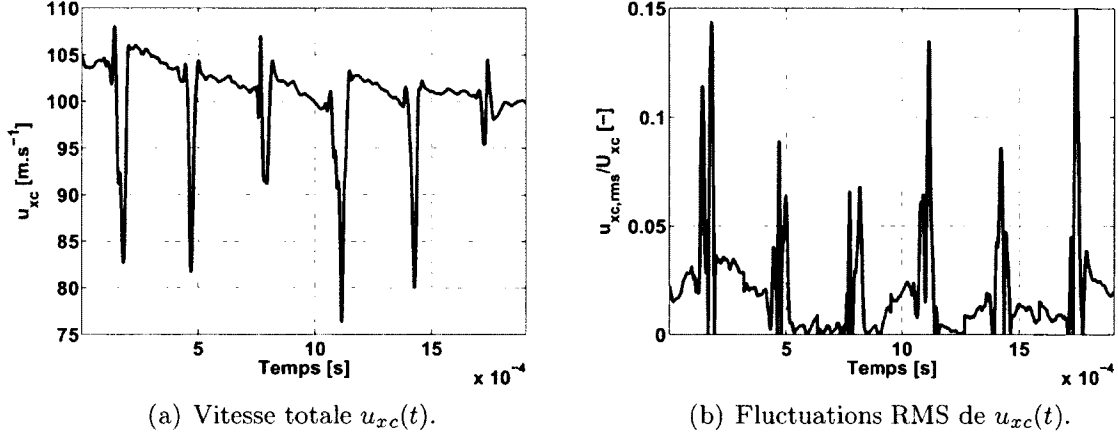


Figure 5.15 Composante de la vitesse dans la direction de la corde, enregistrée en amont du stator au point A (voir figure 4.18), à mi-envergure.

Le signal de la figure 5.15(b) fournit, une fois enlevés les sillages turbulents, la turbulence résiduelle et sa moyenne  $u_{xc,rms,b}(r)$  sur chaque bande. Une moyenne glissante de la turbulence de sillage donne l'enveloppe du sillage turbulent tracée sur la figure 5.16, correspondant à la fonction  $G(r, \theta)$  de l'équation (5.23). Dans le modèle de grille, une fonction Gaussienne est utilisée afin d'approcher  $G(r, \theta)$  en utilisant la largeur du sillage à mi-hauteur  $L_w(r)$  extraite du sillage réel. Soulat *et al.* [155] ont validé cette méthode, sur le compresseur CME2, en montrant l'influence négligeable d'une enveloppe de sillage réelle par rapport à une fonction Gaussienne sur la puissance acoustique rayonnée à large bande. A partir de la valeur maximale sur la figure 5.16, la valeur RMS de la composante du sillage  $u_{xc,rms,w}$  est calculée suivant la relation proposée par Jurdic *et al.* [81] :

$$u_{xc,rms,w}(r) = \sqrt{u_{xc,rms,max}^2(r) - u_{xc,rms,b}^2(r)}. \quad (5.24)$$

La figure 5.16 représente une forme typique d'un sillage de rotor, caractérisée notamment par une double bosse, chacune représentant une couche de cisaillement du sillage provenant des couches limites intrados et extrados sur la pale. Connaissant le sens de rotation des pales et la position de la sonde enregistrant le signal de vitesse (voir par exemple la figure 4.18), la couche de cisaillement du côté intrados de la pale est plus large et contient

un niveau de turbulence plus élevé que celle formée du côté extrados. Une forme identique de sillage a par exemple été mesurée par Jurdic *et al.* [80]. Par ailleurs, seuls les modèles de turbulence isotrope de von Karman et de Liepmann sont considérés dans cette section, tous deux étant caractérisés par leurs échelles intégrales de turbulence  $\Lambda_b$  et  $\Lambda_w$  pour les contributions résiduelle et de sillage respectivement. Comme expliqué dans les sections 5.3 et 5.4, la réponse de grille résulte de l'interaction de la densité spectrale de puissance (PSD) de la vitesse incidente normale aux aubes  $\Phi_{w,w}$  avec le stator. Cependant, la turbulence étant supposée homogène et isotrope pour les deux modèles de turbulence choisis, ses propriétés peuvent aussi être évaluées dans la direction de la corde  $\Phi_{u_{xc},u_{xc}}$ . Dans ce cas, les expressions des densités spectrales de puissances des modèles de Liepmann et de von Karman s'écrivent sous la forme :

$$\Phi_{u_{xc},u_{xc}}^L(\omega) = \frac{u_{xc,rms,b}^2}{\pi U_{xc}} \frac{\Lambda_b}{1 + \Lambda_b^2 \omega^2 / U_{xc}^2}, \quad (5.25)$$

$$\Phi_{u_{xc},u_{xc}}^{VK}(\omega) = \frac{u_{xc,rms,b}^2}{\pi U_{xc}} \frac{\Lambda_b}{\left[1 + \omega^2 / U_{xc}^2 (\Lambda_b \Gamma(1/3) / \Gamma(5/6) \sqrt{\pi})^2\right]^{5/6}}. \quad (5.26)$$

Afin d'évaluer l'échelle intégrale de longueur de la turbulence résiduelle  $\Lambda_b$ , cette valeur devient un paramètre dans les équations (5.25) et (5.26). Les spectres se rapprochant au plus près de la PSD de la turbulence résiduelle extraite de la LES, tracée en noir sur la figure 5.17, donnent ainsi les valeurs  $\Lambda_b$  recherchées pour chaque modèle. La figure 5.17 montre que la forme du modèle de Liepmann représente mieux le spectre réel que le modèle de von Karman. L'échelle intégrale de longueur de la turbulence résiduelle est ainsi estimée, à mi-envergure, à  $\Lambda_b = 0.012$  m soit 60% de l'envergure. Cette méthode est basée sur l'hypothèse d'isotropie de la turbulence, qui n'est pas forcément vérifiée par la turbulence simulée, cette dernière ne correspondant pas exactement à la forme du spectre de Liepmann sur la figure 5.17. Par conséquent, des différences peuvent être attendues dans les comparaisons des spectres de puissance acoustique. Une amélioration de cette approche consisterait à utiliser directement le spectre obtenu par simulation numérique plutôt que de le représenter par un modèle. Cependant, des temps plus longs d'enregistrement de l'excitation seraient nécessaires afin d'améliorer la résolution fréquentielle. Finalement, la turbulence résiduelle étant caractérisée, l'échelle intégrale de la turbulence de sillage est souvent considérée égale à  $\Lambda_b$  [108, 129]. Or, sur ce cas test, cette méthode fournirait une

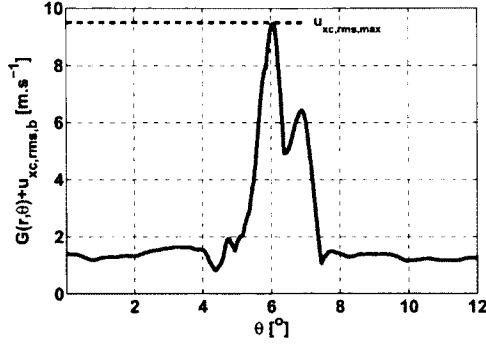


Figure 5.16 Moyenne glissante des fluctuations de vitesse  $u_{xc,rms}$  à mi-envergure sur un passage de pale.

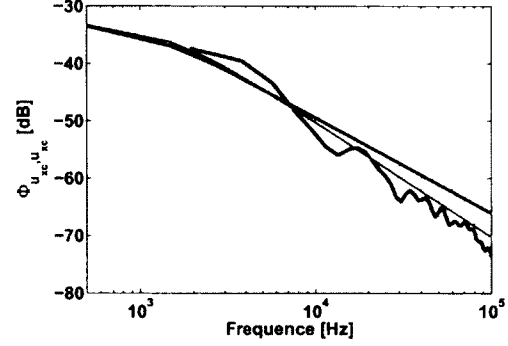


Figure 5.17 Densité Spectrale de Puissance (PSD) de la turbulence résiduelle. Noir : valeurs extraites de la LES à mi-envergure. Rouge : modèle de Liepmann. Vert : modèle de von Karman.

valeur  $\Lambda_w$  irréaliste car valant plus de deux fois la largeur du sillage. Il est donc justifié d'utiliser la relation de Ganz [44], confirmée expérimentalement par Jurdic *et al.* [80], s'écrivant sous la forme :

$$\Lambda_w(r) = 0.2L_w(r). \quad (5.27)$$

Finalement, le post-traitement des données LES est réalisé à plusieurs positions radiales sur l'envergure. Le tableau 5.7 regroupe les paramètres turbulents extraits de l'excitation incidente, utilisés comme données d'entrée du modèle acoustique au paragraphe 5.5.3.

Tableau 5.7 Paramètres turbulents extraits de la LES utilisés en entrée du modèle analytique.

$r/R_T$	$u_{xc,rms,b}/U_{xc}$	$u_{xc,rms,w}/U_{xc}$	$\Lambda_b/R_T$	$\Lambda_w/R_T$	$L_w/R_T$
0.92	0.0130	0.0642	0.0473	0.0014	0.0070
0.94	0.0129	0.0460	0.0473	0.0042	0.0212
0.96	0.0132	0.0676	0.0473	0.0054	0.0272
0.98	0.0133	0.1306	0.0473	0.0025	0.0127
1	0.0197	0.1329	0.0473	0.0061	0.0303

La cohérence, représentant la corrélation des structures turbulentes dans une direction donnée en fonction de leurs tailles, correspond à une caractéristique essentielle de l'excitation turbulente incidente sur la grille. La fonction de cohérence de la composante de vitesse  $u_i$  s'écrit en 3D selon la relation [9, 174] :

$$\gamma_{u_i}^2(x, \theta, r, x', \theta', r', \omega) = \frac{|\Phi_{u_i}(x, \theta, r, x', \theta', r', \omega)|^2}{\Phi_{u_i}(x, \theta, r, \omega)\Phi_{u_i}(x', \theta', r', \omega)}, \quad (5.28)$$

où  $\Phi_{u_i}(x, \theta, r, x', \theta', r', \omega)$  est la densité spectrale croisée de la composante  $u_i$  et  $\Phi_{u_i}(x, \theta, r, \omega)$  est la densité spectrale de puissance de cette composante au point  $(x, \theta, r, )$ . L'excitation ayant été extraite aux coordonnées  $x$  et  $\theta$  constantes, sa cohérence est seulement évaluée dans la direction radiale :  $\gamma_{u_i}^2(r, r', \omega)$ . La figure 5.18 représente la fonction de cohérence radiale en fonction de la fréquence pour chaque composante de vitesse, le rayon de référence  $r$  étant situé à mi-envergure. Les PSD sont moyennées sur quatre blocs avec un recouvrement de 50%. A mi-envergure, la cohérence est égale à l'unité pour toutes les fréquences puisque la densité spectrale croisée calculée en  $r' = r$  est identique à la PSD. La cohérence de la vitesse dans la direction de l'aube (figure 5.18(a)) chute rapidement en s'éloignant du rayon de référence. De plus, la distance sur laquelle la vitesse peut être considérée corrélée semble relativement constante sur la bande de fréquence observée. La fonction de cohérence de la vitesse normale (figure 5.18(b)) est identique à celle de la vitesse selon l'aube. Cela signifie donc que les structures turbulentes possèdent les mêmes propriétés dans ces deux directions. La composante radiale de la vitesse présente une fonction de cohérence différente (figure 5.18(c)), la distance sur laquelle la cohérence est significative étant plus élevée que pour les autres composantes. Une longueur de cohérence radiale peut être définie pour chaque composante de vitesse sous la forme [174] :

$$l_{r,u_i}(\omega) = \int_{R_H}^{R_T} \sqrt{\gamma_{u_i}^2(r, r', \omega)} dr'. \quad (5.29)$$

En pratique, la longueur des signaux temporels étant limitée à six périodes de passages de pales, des valeurs parasites apparaissent sur les cartographies de la figure 5.18. Par conséquent, l'intégration de l'équation (5.29) est réalisée sur une bande restreinte autour du rayon de référence (environ 1/3 de l'envergure). Les longueurs de cohérences radiales sont tracées sur la figure 5.19, montrant des distances de corrélations relativement faibles pour les composantes de vitesse dans le plan aube à aube, principalement comprises entre 13% et 20% de l'envergure. Cette distance est légèrement supérieure pour la composante radiale de la vitesse. La longueur de cohérence de la vitesse normale aux pales correspond à la valeur  $l_{r,exc}$  discutée en introduction de cette section, qui sera comparée à la longueur de cohérence de la réponse de l'aube dans la section 5.5.2.

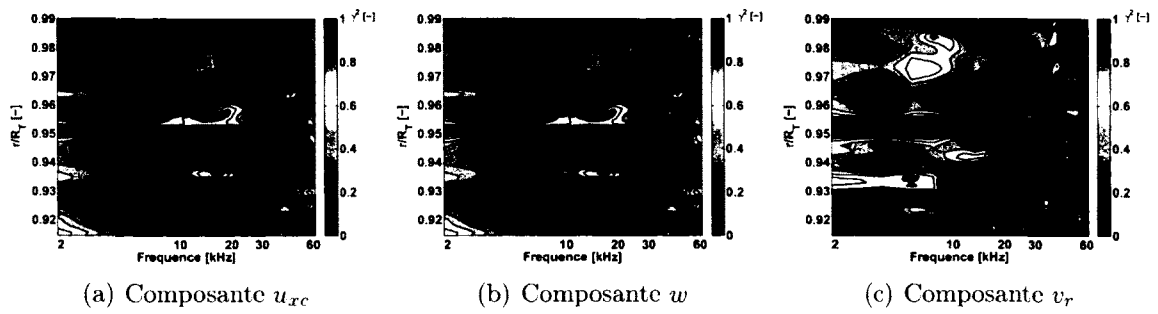


Figure 5.18 Iso-contours moyens de la fonction de cohérence  $\gamma_{u_i}^2(r, r', \omega)$  dans la direction radiale pour les trois composantes des fluctuations de la vitesse incidente,  $r$  étant situé à mi-envergure.

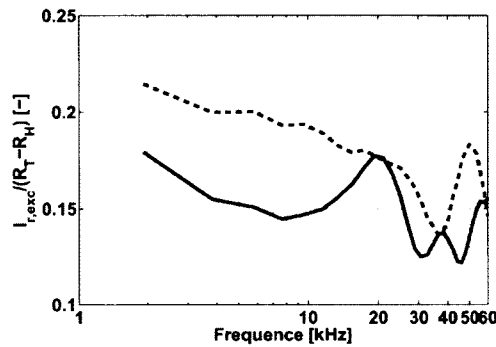
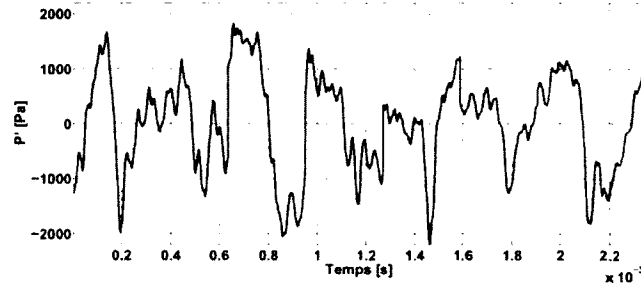


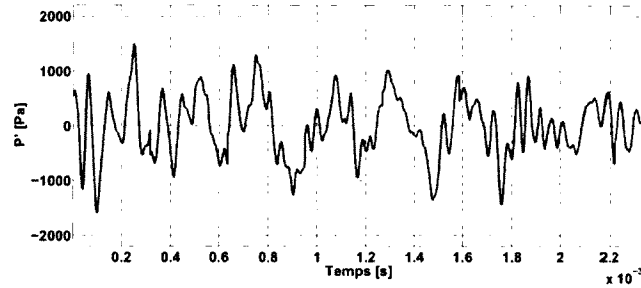
Figure 5.19 Longueurs de cohérences radiales des fluctuations de la vitesse incidente (équation (5.29)). Ligne pleine : composantes  $u_{xc}$  et  $w$ . Ligne pointillée : composante radiale.

### 5.5.2 Sources acoustiques numériques

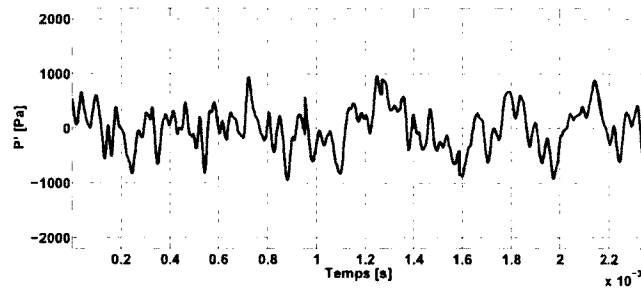
La méthode numérique acoustique développée dans cette section repose sur l'extraction temporelle des fluctuations de la pression pariétale sur les parois des aubes du stator dans la simulation aérodynamique présentée au chapitre 4. Celles-ci contiennent les sources acoustiques large bande réelles puisque la géométrie de l'aube (épaisseur, cambrure) et les propriétés de l'écoulement (viscosité, chargement moyen) sont prises en compte dans la simulation. La pression statique a été enregistrée durant 7.4 périodes de passages de pales sur chaque point de maillage à la surface de l'aube. La figure 5.20 représente les signaux temporels des fluctuations de pression pariétale en trois points de la surface extrados de l'aube à mi-envergure. Dans la région du bord d'attaque, à 0.5% de corde (figure 5.20(a)), l'amplitude des fluctuations est relativement large ( $\pm 2000$  Pa). En effet, celles-ci sont principalement créées par l'interaction des sillages du rotor avec l'aube, ce qui est confirmé par le caractère périodique du signal (7 valeurs minimales). En ce point, comme l'illustre la figure 4.18 par exemple, les structures turbulentes du sillage possèdent plus d'énergie



(a) 0.5% corde.



(b) 52% corde.



(c) 95% corde

Figure 5.20 Fluctuations de pressions pariétales sur la surface extrados de l'aube, à mi-envergure.

qu'en des positions situées en aval sur l'aube. A 52% de la corde (figure 5.20(b)), l'amplitude des fluctuations de pression est réduite ( $\pm 1500$  Pa) et n'exhibe pas de comportement périodique lié à la fréquence de passage de pales. En effet, ce point est situé dans la zone de transition de la couche limite, mise en évidence dans la section 4.5. Par conséquent, les fluctuations de pression résultent avant tout de la création de structures turbulentes pendant le processus de transition, et dans une moindre mesure du mécanisme d'interaction avec le sillage du rotor. Dans la région proche du bord de fuite, à 95% de corde (figure 5.20(c)), l'amplitude des fluctuations apparaît relativement petite ( $\pm 500$  Pa) et de nouveau non corrélée à la fréquence de passage de pales. En effet, comme le montre la figure 4.18, les structures turbulentes du sillage sont faibles à cette position et leur in-



fluence sur les fluctuations de pression pariétale semble négligeable. Ces fluctuations sont avant tout liées à la couche limite turbulente pleinement développée en ce point et à sa diffraction au bord de fuite. Ce phénomène est à l'origine du bruit de bord de fuite, connu pour être le bruit minimal émis par un profil dans un écoulement uniforme [104, 141].

La figure 5.21 représente la densité spectrale de puissance (PSD) des fluctuations de pressions pariétales correspondant aux trois positions sur l'extrados étudiées sur la figure 5.20. Le comportement périodique des fluctuations situées proche du bord d'attaque (ligne rouge) est mis en évidence sur la figure 5.21(a) obtenue sans moyennage. En effet, même avec une résolution fréquentielle relativement large, la fréquence de passage de pale (BPF = 3150 Hz) et ses deux harmoniques supérieures se détachent du spectre.

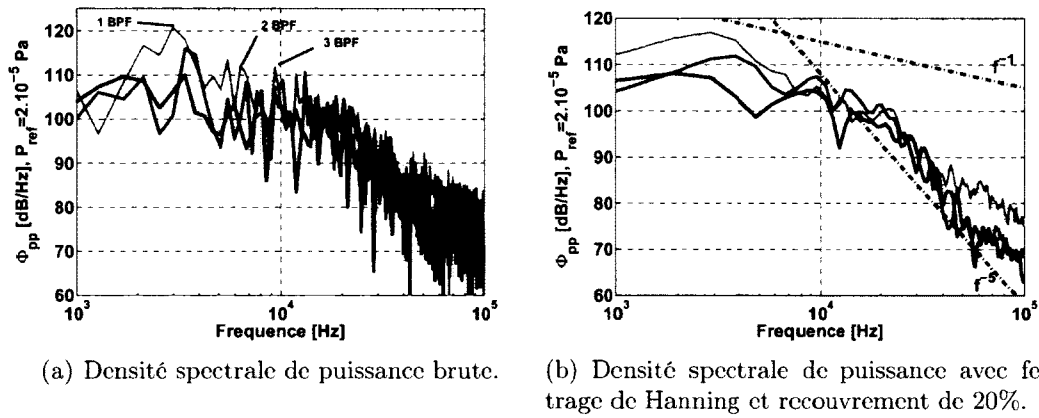


Figure 5.21 Densités spectrales de puissance des fluctuations de pressions pariétales sur la surface extrados de l'aube à mi-envergure. Rouge : à 0.5% de corde. Vert : à 52% de corde. Noir : à 95% de corde.

Sur la figure 5.21(b), les PSD des fluctuations de pression sont calculées en utilisant un moyennage sur quatre blocs avec un recouvrement de 20% et un fenêtrage de Hanning. Le niveau du spectre obtenu proche du bord d'attaque étant plus élevé que ceux des autres spectres, cela confirme que l'interaction du sillage avec l'aube est un phénomène prédominant dans cette région. A 52% de la corde (courbes vertes), le spectre est globalement de niveau inférieur au spectre proche du bord d'attaque, excepté dans l'intervalle des moyennes fréquences. Puisque cette position est située dans la zone de transition de la couche limite, les bosses aux environs de 10 kHz indiquent la création de structures turbulentes de tailles moyennes durant la transition. Proche du bord de fuite, comme déjà observé sur les signaux temporels de la figure 5.20, le niveau des fluctuations est le plus faible des trois points étudiés. Ce spectre correspond principalement à la source du bruit de bord de fuite. Par ailleurs, comme montré sur la figure 5.21(b), les parties moyennes

fréquences des spectres suivent une droite proportionnelle à  $f^{-1}$ . Ce comportement est typique d'un spectre de pression pariétale et a été observé expérimentalement par Moreau et Roger [104] sur des mesures réalisées proche du bord d'attaque d'un profil. A hautes fréquences, excepté pour le point proche du bord d'attaque, la décroissance des spectres présente une pente en  $f^{-5}$ , une loi traduisant le transfert d'énergie des grosses structures vers les plus petites dans l'intervalle inertiel du spectre, déjà mesurée pour des couches limites avec un gradient de pression quelconque [104].

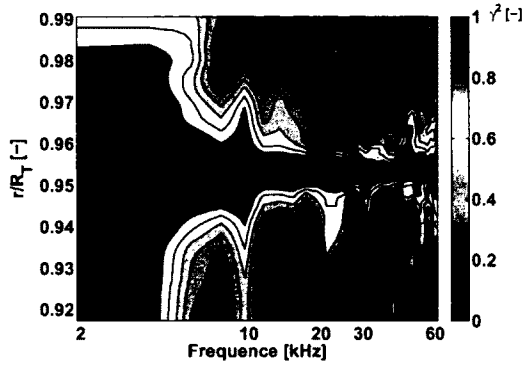


Figure 5.22 Iso-contours moyens de la fonction de cohérence radiale  $\gamma_p^2(r, r', \omega)$  des fluctuations de pressions pariétales à 0.5% de la corde sur l'extrados,  $r$  étant situé à mi-envergure.

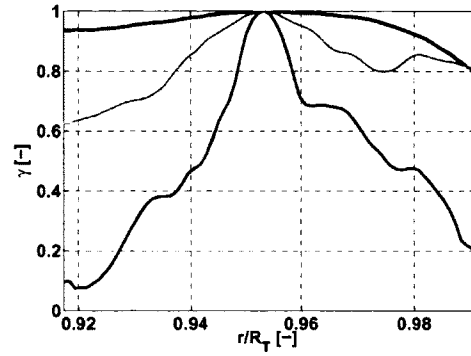


Figure 5.23 Racine carrée de la fonction de cohérence radiale des fluctuations de pressions pariétales à 0.5% de la corde sur l'extrados. Noir : 1923 Hz. Rouge : 5768 Hz. Bleu : 17303 Hz.

L'analyse des figures 5.20 et 5.21 montre que l'interaction rotor-stator est le phénomène prédominant dans la région du bord d'attaque de l'aube. Par conséquent, seules les propriétés des fluctuations de pression situées à 0.5% de corde sont étudiées ici. Comme expliqué au début de cette section 5.5, une des hypothèses du modèle analytique concerne l'existence d'une longueur de cohérence radiale de la réponse de l'aube au-delà de laquelle la densité spectrale croisée de pression devient négligeable. La figure 5.22 correspond à la fonction de cohérence des fluctuations de pression pariétale  $\gamma_p^2(r, r', \omega)$  calculée à l'abscisse constante  $x_c = 0.5\% C_s$ , le rayon de référence  $r$  étant situé à mi-envergure. Contrairement aux cohérences de l'excitation observées sur la figure 5.18, la réponse de l'aube apparaît fortement corrélée sur une grande partie de l'envergure jusqu'à 5000 Hz. Puis cette corrélation diminue régulièrement pour les fréquences plus élevées. Cette caractéristique est également observée sur la figure 5.23 sur laquelle la cohérence  $\gamma_p$  est tracée pour trois fréquences spécifiques. Même si en haute fréquence la cohérence chute rapidement à par-

tir du rayon de référence, les valeurs proches des parois ne peuvent pas être considérées négligeables.

La longueur de cohérence radiale de la réponse de l'aube, définie par la relation :

$$l_{r,aube}(\omega) = \int_{R_H}^{R_T} \sqrt{\gamma_p^2(r, r', \omega)} dr', \quad (5.30)$$

est tracée en noire sur la figure 5.24.

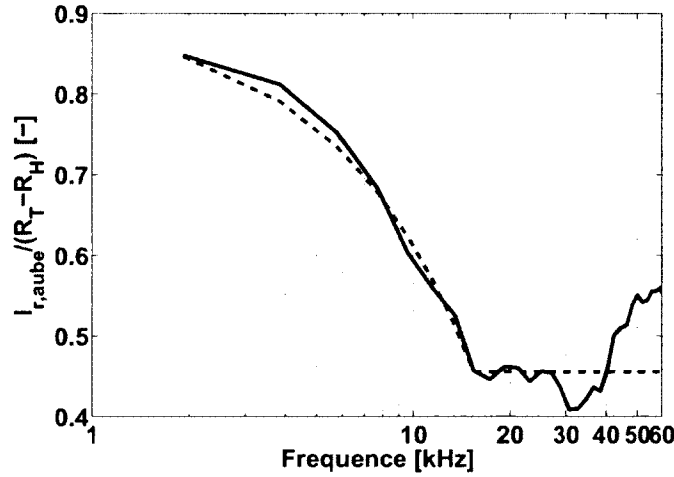


Figure 5.24 Longueur de cohérence radiale de la réponse de l'aube à 0.5% de corde. Rouge pointillé : fonction analytique utilisée pour  $l_{r,aube}$  dans le modèle analytique.

La longueur de cohérence radiale de la réponse de l'aube tend à être proche de la valeur de l'envergure du conduit en basses fréquences, et diminue à des valeurs inférieures à 50% de l'envergure au delà de 15 kHz. Cette longueur est donc bien plus élevée que la longueur de cohérence de l'excitation tracée sur la figure 5.19, cette dernière se trouvant inférieure à 20% de l'envergure. Sur le cas test de la soufflante NASA SDT (paragraphe 5.2.2), Envia [37] obtient expérimentalement des conclusions similaires. En effet, la pression pariétale tend à présenter un comportement global et homogène, contrairement à l'excitation incidente contenant des structures cohérentes localement. Cette analyse montre donc qu'une distance supérieure à la longueur de cohérence radiale de l'excitation devrait être utilisée dans la deuxième intégration radiale de l'équation (5.21), contrairement à ce qui est couramment réalisé en pratique. De plus, l'hypothèse consistant à considérer la densité spectrale croisée de pression pariétale négligeable au-delà de la longueur de cohérence radiale n'est pas vérifiée sur ce cas test. En effet, la figure 5.23 montre qu'à 17303 Hz, la cohérence possède des valeurs significatives au-delà de la longueur de cohérence radiale

valant environ 45% de l'envergure (figure 5.24). L'étude récente de Ju *et al.* [79] tend également à montrer que l'intégration devrait être réalisée sur une distance supérieure à la longueur de cohérence radiale. Finalement, la longueur de cohérence radiale de la réponse de l'aube extraite de la simulation numérique est approchée via une fonction analytique simple représentée par la ligne pointillée rouge sur la figure 5.24. Cette fonction est utilisée dans le modèle analytique au paragraphe 5.5.3, permettant l'évaluation de l'effet de la longueur de cohérence réelle par rapport à celle de l'excitation sur la prédiction du spectre de puissance acoustique rayonnée.

Même si la méthode CAA développée repose sur la simulation numérique des sources acoustiques à la surface des aubes, il est intéressant de visualiser le champ acoustique capturé par la LES. La dilatation, ou divergence du champ de vitesse, est une variable permettant d'identifier le champ proche acoustique [34]. Celle-ci est tracée à mi-envergure du compresseur sur la figure 5.25. L'état des couches limites sur les aubages est clairement identifiable, notamment leurs caractères laminaires et turbulents. La couche limite du rotor pleinement développée à son bord de fuite diffracte, créant des ondes acoustiques de type dipolaire. Celles-ci correspondent au bruit de bord de fuite créé par le rotor. Des ondes acoustiques sont également identifiables dans la région du bord d'attaque du stator, probablement créées par le phénomène d'interaction rotor-stator. Les sillages du rotor sont convectés par l'écoulement moyen dans les canaux inter-aubes, et tendent à être poussés vers les surfaces intrados des aubes. Cet effet de ségrégation augmente notablement la turbulence de la couche limite intrados, saturant l'échelle de couleurs utilisée. Par conséquent, les ondes acoustiques liées au bruit de bord de fuite du stator n'apparaissent pas sur la figure 5.25.

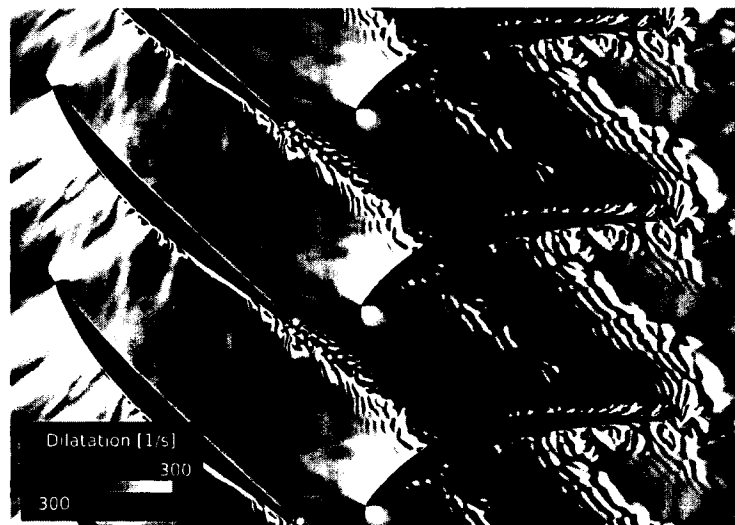


Figure 5.25 Champ instantané de la dilatation à mi-envergure.

### 5.5.3 Puissances acoustiques

Les paramètres de l'excitation turbulente ayant été extraits de la simulation aérodynamique au paragraphe 5.5.1, ils sont utilisés comme données d'entrée pour le modèle large bande de Posson (paragraphe 5.5.1). Les spectres de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval de l'étage sont tracés sur les figures 5.26(a) et 5.26(b) respectivement (points noirs). Ces résultats correspondent à la version originale du modèle, dans lequel la seconde intégration de l'équation (5.21) est réalisée sur la longueur de cohérence radiale de l'excitation, dérivée du spectre de Liepmann choisi pour modéliser l'excitation incidente. Le paragraphe 5.5.2 ayant montré que la longueur de cohérence radiale de la réponse de l'aube est supérieure à celle de l'excitation, la fonction analytique approchant la valeur réaliste de  $l_{r,aube}$  (ligne pointillée rouge sur la figure 5.24) est utilisée pour remplacer l'intervalle d'intégration du modèle original. Les spectres de puissance acoustique correspondant sont représentés par les croix noires sur la figure 5.26.

Les sources acoustiques numériques à large bande ayant été extraites de la LES au paragraphe 5.5.2, une méthode de rayonnement utilisant l'analogie acoustique en conduit annulaire présentée au paragraphe 1.2.3 est proposée. D'après les équations (5.21) et (5.22), le terme source correspond à la densité spectrale croisée des sauts de pression entre les aubes sommée sur l'ensemble des aubes du stator :

$$\sum_{\nu=0}^{V-1} \sum_{\nu'=0}^{V-1} S_{FF}^{\nu,\nu'}(x_c, r; x'_c, r', \omega) = \sum_{\nu=0}^{V-1} \sum_{\nu'=0}^{V-1} \langle \Delta \hat{P}_\nu(x_c, r, \omega) \Delta \hat{P}_{\nu'}^*(x'_c, r', \omega) \rangle . \quad (5.31)$$

La LES simulant l'ensemble de la machine par périodicité azimutale, l'effet de grille est bien pris en compte lors de la génération des sources acoustiques numériques sur les aubes. Cependant, un seul canal d'aube étant simulé, les termes sources croisés entre deux aubes différentes :  $S_{FF}^{\nu,\nu'}$  pour  $\nu \neq \nu'$ , ne sont pas directement disponibles dans la LES. Puisque les fluctuations de pression pariétale sont des quantités aléatoires, il apparaît délicat de reconstruire le terme source croisé à partir de l'information disponible seulement sur une aube. Afin de calculer précisément le terme  $S_{FF}^{\nu,\nu'}$  pour  $\nu \neq \nu'$ , il serait nécessaire de simuler simultanément plusieurs canaux d'aubes consécutifs, ce qui augmenterait fortement le coût de calcul. Par conséquent, les densités spectrales inter-aubes sont négligées, simplifiant la relation (5.31) pour donner :

$$\sum_{\nu=0}^{V-1} S_{FF}^{\nu,\nu}(x_c, r; x'_c, r', \omega) . \quad (5.32)$$

Afin de calculer l'équation (5.32), une deuxième hypothèse, imposée par la simulation d'un seul canal d'aube, est nécessaire, et suppose que les réponses des aubes sont décorréliées. Comme le soulignent Moreau et Oertwig [101], cette hypothèse est justifiée par le fait que l'échelle intégrale de longueur azimutale de la turbulence incidente de sillage  $\Lambda_w$  est petite devant la distance inter-aubes, l'ordre de grandeur étant de 1/30. Le terme source peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\sum_{\nu=0}^{V-1} S_{FF}^{\nu,\nu}(x_c, r; x'_c, r', \omega) = V S_{FF}^{0,0}(x_c, r; x'_c, r', \omega) = V < \Delta \hat{P}_0(x_c, r, \omega) \Delta \hat{P}_0^*(x'_c, r', \omega) >, \quad (5.33)$$

dans laquelle seule la densité spectrale croisée du saut de pression  $\Delta \hat{P}_0(x_c, r, \omega) \Delta \hat{P}_0^*(x'_c, r', \omega)$  sur une aube est nécessaire. Suivant l'approche développée dans un contexte de bruit tonal dans la section 3.3, les différences de pression pariétale sont réalisées dans le domaine temporel à des abscisses curvilignes adimensionnées identiques sur chaque côté de l'aube. Les densités spectrales croisées du saut de pression sont ensuite calculées sur l'aube complète, les données étant interpolées sur une grille plus grossière que la grille originale du maillage LES ( $N_{x_c} = 50 \times N_r = 20$  points dans les directions de la corde et de l'envergure) afin de limiter le coût de calcul. Finalement, la densité spectrale de puissance du coefficient modal (équation (5.21)) s'écrit sous la forme discrétisée suivante :

$$\begin{aligned} < |P_{m,\mu(\omega)}|^2 > = V \left( \frac{1}{2|\kappa_{m,\mu}|\Gamma_{m,\mu}} \right)^2 \sum_{k_1=1}^{N_r} \sum_{k_2=1}^{N_r} H_{m,\mu}^{\pm}(k_1, \omega) H_{m,\mu}^{\pm*}(k_2, \omega) \\ & \sum_{i_1=1}^{N_{x_c}} \sum_{i_2=1}^{N_{x_c}} e^{-i(k_{m,\mu,x_c}(k_1) \pm x_c(i_1, k_1) - k_{m,\mu,x_c}(k_2) \pm x_c(i_2, k_2))} \\ & \Delta \hat{P}_0(i_1, k_1, \omega) \Delta \hat{P}_0^*(i_2, k_2, \omega) \Delta x_c(i_1) \Delta x_c(i_2) \Delta r(k_2) \Delta r(k_1). \end{aligned} \quad (5.34)$$

En utilisant les équations (5.5) et (5.34), les spectres de puissances acoustiques rayonnées par les sources numériques en amont et en aval du stator sont calculés sur tous les modes de conduit passants et représentés par les lignes bleues sur la figure 5.26. Celle-ci montre que cette méthode sur-prédit les résultats analytiques d'environ 30 dB sur une large bande de fréquences. Cet écart est relié à l'analyse des sources acoustiques réalisée au paragraphe 5.5.2, montrant que les fluctuations de pression sur la surface de l'aube ne sont pas seulement créées par le mécanisme d'interaction rotor-stator mais également par

d'autres phénomènes, par exemple la transition de la couche limite et la turbulence propre de la couche limite s'épaississant le long de l'aube et diffractant au bord de fuite. Cette caractéristique des fluctuations de pressions pariétales a déjà été observée dans le cas de l'interaction d'un écoulement turbulent avec un profil par Deniau *et al.* [34]. Suivant leur proposition, l'approche consiste à réduire la surface d'intégration sur l'aube pour prendre en compte seulement les sources créées par le mécanisme étudié. La position du début de la zone de transition de la couche limite ayant été déterminée dans la section 4.5, la surface d'intégration est choisie comme la partie amont de la surface extradorsale de l'aube jusqu'à 45% de la corde. En effet, la couche limite est laminaire sur cette distance sur laquelle l'interaction du sillage représente le phénomène principal. Les résultats de puissances acoustiques calculées à partir de cette intégration sur une surface réduite correspondent aux courbes vertes sur la figure 5.26. Globalement, celle-ci montre une réduction d'environ 10 dB par rapport à l'intégration complète sur l'aube de l'équation (5.34). Cet écart illustre donc les contributions acoustiques des mécanismes liés à la couche limite, par exemple sa transition, sa diffraction au bord de fuite et sa turbulence propre. Finalement, l'intégration des sources provenant de la LES est réalisée sur l'extrados de l'aube, du bord d'attaque jusqu'à 10% de corde. Le paragraphe 5.5.2 montre en effet que l'interaction du sillage avec le stator représente le phénomène prédominant dans la région du bord d'attaque. Les courbes rouges sur la figure 5.26 correspondent aux puissances acoustiques rayonnées à partir de cette surface. La réduction en termes de puissances acoustiques relativement aux courbes vertes est plus élevée en basses fréquences qu'en hautes fréquences.

Les différences entre les courbes noires de la figure 5.26 montrent les effets de l'intégration réalisée sur la longueur de cohérence radiale de l'aube sur les prédictions de puissances acoustiques du modèle analytique. Celles-ci correspondent à une augmentation de 2 dB en basses fréquences jusqu'à 10 dB pour la plus haute fréquence étudiée (40 kHz), à la fois pour les rayonnements en amont et en aval. Par conséquent, l'utilisation de la longueur de cohérence réelle de l'aube permet d'améliorer la prédiction acoustique du modèle puisque les spectres analytiques se rapprochent des puissances calculées à partir des sources numériques réparties sur 10% de la corde. Ces résultats provenant de la méthode CAA développée ici représentent la référence parmi les prédictions de la figure 5.26 puisque les sources numériques sont principalement créées par l'interaction du sillage avec l'aube sur cette surface restreinte. Les différences entre les prédictions analytiques (croix) et les sources numériques rayonnées (rouge) sont environ de 2 dB en basses fréquences et ne dépassent globalement pas 10 dB. Les principales limitations de l'approche numérique expliquant en partie ces différences concernent les deux hypothèses sur le terme source (équations 5.32 et 5.33) ainsi que le temps d'enregistrement limité de la pression pariétale. Par conséquent,

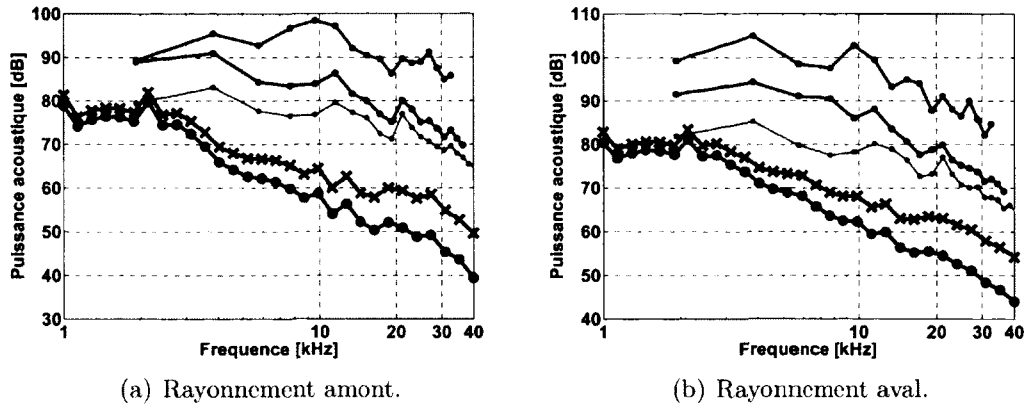


Figure 5.26 Densité spectrale de puissance de la puissance acoustique rayonnée en amont et en aval du stator dans le conduit annulaire. Lignes noires : résultats du modèle de grille analytique, calculés avec  $l_{r,exc}$  du spectre de Liepmann (cercles) et avec  $l_{r,aube}$  extrait de la réponse numérique de l'aube (voir figure 5.24) (croix). Lignes colorées : résultats de la méthode CAA, les sources numériques étant intégrées sur la surface entière de l'aube (bleu), du bord d'attaque à 45% de corde (vert), du bord d'attaque à 10% de corde (rouge).

une simulation numérique sur plusieurs canaux d'aubes successifs et des enregistrements de pression plus longs permettraient probablement d'évaluer ces hypothèses et améliorerait les résultats de cette méthode CAA. Concernant le modèle analytique, il serait intéressant d'utiliser le spectre de l'excitation réellement extrait de la LES plutôt que de le modéliser par le spectre de Liepmann, ce qui demande de nouveau un spectre numérique mieux résolu. Cependant, l'étude présentée ici montre l'importance d'utiliser la longueur de cohérence radiale réelle de l'aube dans le modèle analytique afin d'améliorer la prédiction du champ acoustique rayonné. Par ailleurs, l'application de la méthode CAA nécessite une analyse préalable de l'écoulement sur la surface des aubes, afin de choisir avec attention la surface d'intégration des sources numériques correspondant au phénomène recherché.

## 5.6 Conclusion

Ce chapitre est dédié au bruit à large bande émis par le mécanisme d'interaction rotor-stator d'une soufflante subsonique. Plusieurs modèles de prédiction de bruit à large bande prenant en compte l'effet de grille, représentatifs de l'état de l'art actuel, ont été évalués sur deux cas tests réalistes : un banc d'essai d'un compresseur axial et un banc d'essai de soufflante. L'implémentation du modèle de Ventres a permis de généraliser l'étude sur l'effet de grille au niveau des sources acoustiques. Il a été montré que l'effet de grille joue un rôle significatif sur la réponse des aubes lorsque celles-ci sont recouvertes, même pour



---

des fréquences élevées. Cet effet est également important en basses et moyennes fréquences pour des aubes non recouvertes et relativement éloignées. La comparaison des trois modèles de grille disponibles (Ventres, Posson, Hanson) avec un modèle basé sur une réponse de profil isolé a montré l'intérêt de considérer l'effet de grille dans la prédiction de la puissance acoustique à large bande. En effet, les machines réalistes étudiées possédant des aubes fortement recouvertes, les modèles de grilles fournissent des résultats plus proches des données expérimentales que le modèle isolé, même en hautes fréquences. Par ailleurs, les modèles avec rayonnement en conduit (Ventres, Posson, isolé) font apparaître des discontinuités dans le spectre causées par la fonction de Green utilisée. Cependant, l'énergie acoustique étant physiquement distribuée sur les modes de conduit, les modèles rayonnant en conduit annulaire fournissent globalement des formes de spectres plus proches des mesures que le modèle de Hanson rayonnant en champ libre. Le modèle de Ventres 2D utilisant le spectre de turbulence anisotrope de la publication originale ou le modèle de turbulence isotrope de Liepmann fournit des résultats relativement éloignés des modèles 3D. L'analyse a ainsi montré que seul le caractère 3D de l'excitation et de la réponse permet une prédiction correcte des spectres de puissances acoustiques. L'effet de grille est également primordial pour améliorer les prédictions, comme le rayonnement en conduit modélisant plus précisément la physique du problème. Finalement, la méthode CAA basée sur la simulation des sources acoustiques à large bande a été mise en œuvre sur le compresseur CME2. L'excitation aérodynamique turbulente et les sources acoustiques ont été analysées, permettant une comparaison de spectres de puissances acoustiques analytiques et numériques. Cette étude a également montré sur ce cas test l'effet d'une hypothèse du modèle, donnant ainsi une piste d'amélioration pour la prédiction analytique du bruit d'interaction rotor-stator. Les principales limitations de la méthode CAA proviennent du domaine de calcul restreint et du temps d'enregistrement des statistiques relativement courts. Ces limitations devant probablement être levées dans un futur proche avec le développement de solveurs hautement parallèles et l'augmentation des puissances de calculs disponibles, la méthode numérique de prédiction du bruit à large bande développée dans ce chapitre sera alors accessible à des coûts plus abordables.

# CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les objectifs de ce travail de recherche consistaient d'une part à évaluer des modèles analytiques de prédiction du bruit d'interaction rotor-stator basés sur une réponse de grille, ainsi qu'à proposer et analyser des améliorations apportées à ces modèles. D'autre part, il s'agissait de mettre en œuvre l'étude de la faisabilité d'une nouvelle approche numérique pour la prédiction du bruit de soufflante.

La revue de littérature effectuée au chapitre 1 a permis de choisir trois modèles de prédiction représentatifs de l'état de l'art actuel, soit les modèles de Ventres, Posson et Hanson. Ces derniers considèrent en effet l'effet de grille et utilisent des formulations et des hypothèses différentes. Par ailleurs, une approche indirecte a été choisie pour le développement de la méthode CAA. Celle-ci repose sur des simulations aérodynamiques compressibles instationnaires fournissant les sources acoustiques sur les aubes du stator. Ces sources numériques sont réalistes puisqu'elles prennent en compte les propriétés physiques de l'écoulement ainsi que la géométrie des aubes et du conduit. L'analogie acoustique de Goldstein a été choisie pour rayonner les sources numériques en conduit avec écoulement axial uniforme car celle-ci est également employée dans deux des modèles analytiques, rendant possible des comparaisons pertinentes. Finalement, il a été choisi d'étudier le bruit tonal et le bruit à large bande séparément car ces deux phénomènes liés à l'interaction rotor-stator possèdent des propriétés distinctes.

Afin d'étudier le bruit tonal, des simulations URANS 3D d'étages rotor-stator en conduit réalisées avec *Turb'Flow* ont été présentées au chapitre 2. Trois configurations académiques ont tout d'abord été étudiées afin d'évaluer les hypothèses de non épaisseur des aubes et de non viscosité du fluide dans les modèles analytiques. Des analyses fréquentielles ont montré que le mécanisme tonal d'interaction rotor-stator était correctement résolu pour les chargements instationnaires sur les aubes jusqu'à la deuxième harmonique de la fréquence de passage de pales, sauf en présence d'un effet technologique comme un détachement tourbillonnaire influant significativement sur la réponse des aubes. La simulation de la configuration réaliste du compresseur CME2 a ensuite été analysée en termes d'écoulements moyens et instantanés, puis validée à l'aide de données expérimentales et numériques existantes. L'effet potentiel du stator a été caractérisé car il modifie significativement l'écoulement amont incident sur les aubes et crée une source acoustique secondaire importante sur les pales du rotor. Plusieurs méthodes d'extraction du sillage du rotor dans le champ CFD ont montré le rôle majeur des effets potentiels instationnaires du stator, et

---

dans une moindre mesure des effets de convection, sur l'excitation aérodynamique utilisée en entrée des modèles analytiques.

Dans le chapitre 3 s'intéressant spécifiquement à la problématique du bruit tonal, une extension du modèle acoustique basé sur la réponse de grille de Posson a introduit une décomposition 3D de l'excitation couplée à une réponse de grille 3D, un sens quelconque de rotation de la soufflante et des effets de cambrure. La méthode CAA reposant sur les simulations URANS effectuées a également été mise en place, en proposant deux méthodes de répartition des sources numériques sur les aubes, l'une suivant les hypothèses de plaques planes des modèles analytiques, et l'autre considérant la cambrure moyenne de l'aube. L'application de la méthode CAA aux configurations académiques simulées a montré, à l'aide de comparaisons des sources et des puissances acoustiques rayonnées, l'intérêt de la condition de Kutta dans les modèles analytiques, nécessaire pour prendre en compte localement les effets visqueux. Sur ce cas test simplifié, l'effet d'épaisseur des aubes modifie la répartition des sources sur celles-ci et la distribution de l'énergie acoustique rayonnée sur les modes de conduits, tout en influant faiblement sur la puissance acoustique totale. La configuration du compresseur CME2 a permis d'analyser l'influence de la décomposition de l'excitation en rafales obliques sur la réponse de grille. Cette méthode améliore la prédiction des sources acoustiques par rapport aux résultats CFD mais fait apparaître des problèmes numériques locaux qui ont été analysés et réduits par une correction liée aux changements de repères cartésien-cylindrique. Les différentes méthodes d'extraction du sillage à partir de la simulation URANS ont été analysées en termes de réponses de grille et de puissances acoustiques. Il a été montré que les effets potentiels moyens du stator et la convection du sillage doivent être pris en compte dans l'excitation aérodynamique alimentant le modèle analytique. Cependant les effets potentiels instationnaires ne doivent pas être considérés, ce qui nécessite un moyennage de l'excitation dans le repère tournant à partir d'un calcul instationnaire. Le modèle de grille avec effets de cambrure a été évalué sur la configuration du compresseur CME2, et les puissances acoustiques obtenues ont fourni de très bonnes comparaisons avec la méthode CAA utilisant une distribution de sources selon la cambrure réelle de l'aube. Ainsi l'influence de l'effet de cambrure de l'aube sur la prédiction du bruit tonal est mise en évidence. Finalement, les améliorations apportées par les extensions appliquées au modèle analytique ont été démontrées sur le cas test réaliste du compresseur CME2, ainsi que l'intérêt d'une simulation rotor-stator afin de considérer l'effet potentiel moyen du stator sur l'excitation alimentant le modèle. De plus, la méthode CAA développée s'avère particulièrement efficace dans le cas du bruit tonal, notamment si les sources numériques réalistes sont rayonnées à partir de la cambrure moyenne des aubes.

---

Dans le but d'étendre la méthode CAA au bruit à large bande, une simulation aux grandes échelles du compresseur CME2 a été présentée au chapitre 4. Il a été choisi de restreindre le domaine numérique afin de limiter les coûts de calculs et de considérer seulement le mécanisme d'interaction des sillages turbulents du rotor avec le stator. Des comparaisons ont été effectuées avec les résultats de la simulation URANS, montrant que les écoulements moyens sont équivalents, excepté autour des aubages pour lesquels la LES prédit des couches limites, et donc des sillages, plus fins qu'en URANS ainsi que des transitions différentes. Par ailleurs, l'écoulement en tête de rotor est dégradé à cause de la paroi glissante utilisée mais n'influe pas sur l'écoulement principal. Les couches limites sur les aubages ont été analysées en détail. En particulier, il a été montré que la LES prédit correctement la transition des couches limites, celle sur l'extrados du stator n'étant pas déclenchée par l'interaction avec le sillage du rotor. Des comparaisons avec les couches limites provenant du calcul URANS ont mis en évidence les limitations d'une approche RANS, utilisée sans modèle de transition, à capturer la distribution correcte d'énergie cinétique proche des parois, expliquant en partie l'épaisseur de ces couches limites. La turbulence de l'écoulement amont étant faible, les principales structures turbulentes se développent dans le sillage du rotor puis dans le canal inter-aubes par interaction avec les couches limites du stator. Ainsi, préalablement à la mise en place de la méthode CAA, plusieurs phénomènes agissant sur les parois des aubes ont été observés comme l'interaction du sillage du rotor, la transition des couches limites, l'effet de ségrégation sur l'intrados et la turbulence pleinement développée au bord de fuite.

Le bruit à large bande d'interaction rotor-stator a été traité au chapitre 5. Deux cas tests expérimentaux d'un compresseur axial et d'une soufflante ont permis de mener des comparaisons des trois modèles de grille sélectionnés. Tout d'abord, l'influence de l'effet de grille sur la génération des sources acoustiques a été évaluée à l'aide de la réponse semi-analytique de Ventres permettant de considérer des grilles d'aubes sans recouvrement. Des comparaisons avec les réponses de profils isolés de Sears et d'Amiet ont montré que l'effet de grille influe sur la répartition et le niveau des sources acoustiques à toutes les fréquences lorsque le recouvrement est non nul. Pour une grille d'aubes sans recouvrement, l'augmentation de l'un des trois paramètres de fréquence de l'excitation, de l'espace inter-aubes entre les bords d'attaque ou de la distance de non recouvrement, tend à fournir une réponse avec effet de grille se rapprochant de la réponse isolée. Ce comportement au niveau des sources acoustiques a été retrouvé dans les comparaisons des spectres de puissances acoustiques avec des données expérimentales. Les machines choisies possédant de forts recouvrements, la réponse de profil isolé fournit davantage d'écarts de prédiction avec les mesures que la réponse de grille. Les effets d'un spectre de turbulence incidente 2D et d'une

---

réponse 2D (modèle de Ventres) ont ensuite été mis en évidence par rapport aux modèles 3D de Posson et de Hanson. Il a été montré que les modèles 3D fournissent des niveaux de puissances corrects par rapport aux spectres expérimentaux, contrairement au modèle 2D tendant à sous-prédire les valeurs mesurées. Enfin, l'utilisation de l'analogie acoustique de Goldstein, répartissant l'énergie acoustique sur les modes de conduit annulaires passants, permet d'améliorer les formes de spectres en basses et moyennes fréquences par rapport au modèle de Hanson utilisant un rayonnement en champ libre. Sur les cas tests étudiés, le modèle de Posson contenant une excitation et une réponse de grille 3D ainsi qu'un rayonnement en conduit fournit globalement de meilleures prédictions que les deux autres modèles. Par ailleurs, la méthode CAA développée dans le cadre du bruit tonal a été étendue pour du bruit à large bande à partir du calcul LES réalisé sur le compresseur CME2. Une méthodologie permettant d'extraire l'écoulement turbulent incident sur le stator a été proposée et appliquée sur le champ LES afin d'obtenir les données alimentant le modèle analytique. Une analyse des fluctuations de pression pariétales sur les aubes a montré que celles-ci ne sont pas uniquement créées par l'interaction du sillage turbulent du rotor avec le stator, mais également par d'autres phénomènes comme la transition de la couche limite et la turbulence propre de celle-ci. Cette caractéristique a conduit à réduire la surface d'intégration sur l'aube des sources acoustiques à la région du bord d'attaque pour le calcul du rayonnement acoustique. D'après le calcul LES sur ce cas test, la réponse de l'aube possède une longueur de cohérence radiale supérieure à celle de l'excitation. Il a ainsi été montré que la valeur de la cohérence de l'aube doit être utilisée dans l'intégration réalisée par le modèle analytique à la place de celle de l'excitation afin d'obtenir des spectres de puissances acoustiques se rapprochant de ceux fournis par la méthode CAA. Celle-ci a donc été appliquée avec succès sur un cas réaliste mais les coûts de calculs liés à la simulation numérique limitent la résolution fréquentielle des résultats.

A la suite du travail effectué dans cette thèse, plusieurs perspectives sont envisageables afin d'améliorer les méthodes de prédiction du bruit de soufflante créé par l'interaction rotor-stator. Concernant la problématique du bruit tonal, il serait intéressant de continuer l'amélioration du modèle de grille de Posson débutée dans ce mémoire. Une méthode simple ayant montré les effets importants de la cambrure de l'aube sur la génération et le rayonnement des sources acoustiques, il serait bénéfique de développer un modèle mathématiquement valide afin de capter plus finement ces effets, par exemple en faisant un raccordement modal entre les bords d'attaque et de fuite ou en utilisant la théorie des conduits à géométries lentement variables. Par ailleurs, l'analogie acoustique de Goldstein employée dans le modèle utilise de nombreuses hypothèses pour le calcul du rayonnement des sources, qu'il serait intéressant de réduire afin de considérer un rayonnement plus réa-

---

liste. Cela nécessiterait par exemple la prise en compte de l'écoulement tournant entre le rotor et le stator, l'effet de masquage du rotor sur les ondes provenant du stator ainsi que les multiples réflexions et diffractions entre les deux roues. De plus, la géométrie réelle de la nacelle contenant la soufflante étant composée d'un conduit annulaire à section variable, puis cylindrique en entrée, devrait être considérée dans le rayonnement des sources acoustiques. En effet, ces variations de conduit influent grandement sur les modes de conduit rayonnés. Or un nombre limité d'entre eux intervenant pour le bruit tonal, la géométrie pourrait avoir une influence significative sur les puissances totales. Enfin, pour se rapprocher au plus près d'une configuration réaliste, les effets de diffraction et de réflexion sur les sections de sortie du conduit couplés au rayonnement en champ libre en dehors de la nacelle pourraient être ajoutés.

Ce mémoire a montré la faisabilité et l'intérêt de la méthode CAA développée pour la prédiction du bruit tonal. Cette méthode numérique semble prometteuse pour des applications industrielles puisque son coût, lié à celui d'une simulation URANS compressible rotor-stator, apparaît abordable aujourd'hui. Les pistes d'amélioration de la méthode CAA concernent principalement les extensions liées à la méthode de rayonnement analytique énoncées ci-dessus (écoulement tournant, masquage du rotor, géométrie du conduit, couplage avec rayonnement en champ libre).

Concernant la prédiction du bruit à large bande de soufflante, l'étude réalisée a montré que, pour des modèles analytiques prenant en compte la géométrie annulaire ainsi qu'une excitation et une réponse 3D, l'effet de grille avait une influence significative même en hautes fréquences. Cela empêcherait donc l'utilisation d'une réponse de profil isolé pour ces fréquences, contrairement aux résultats disponibles dans la littérature. Cette étude préliminaire devrait donc être poursuivie sur d'autres cas tests avec des modèles 2D afin de comprendre plus précisément les origines de ces divergences.

Par ailleurs, même si la faisabilité de la méthode CAA basée sur un calcul LES rotor-stator a été démontrée, son coût de calcul est trop élevé pour une utilisation industrielle. Cependant, avec l'augmentation continue des moyens de calculs et les optimisations de solveurs parallélisés, cette approche pourrait devenir viable dans le futur. L'étude a montré la difficulté liée à l'extraction des sources numériques seulement créées par le mécanisme d'interaction rotor-stator, puisque celles-ci sont parasitées par d'autres phénomènes physiques. Afin de contourner ce problème, une voie d'exploration possible concernerait l'extraction dans le calcul LES des ondes acoustiques rayonnées en champ proche autour des aubes via une surface perméable par exemple, en s'assurant que les ondes soient correctement propagées numériquement.

# ANNEXE A

## RÉPONSE DE GRILLE 2D DE VENTRES

Le modèle de Ventres *et al.* [161], présenté succinctement au paragraphe 1.3.3, prédit dans sa version originale la puissance acoustique émise par les trois mécanismes suivants : interaction d'une turbulence amont avec le rotor, interaction des sillages turbulents du rotor avec le stator et interaction des sillages moyens du rotor avec le stator. Alors que les deux premiers sont à l'origine du bruit à large bande, le dernier mécanisme est responsable du bruit tonal. Meyer et Envia [99] ont repris le rapport original de Ventres *et al.* en l'appliquant seulement au cas du bruit tonal. Comme expliqué au paragraphe 1.3.1, le modèle de Ventres *et al.* [161] consiste en une réponse de grille 2D couplée à la fonction de Green de rayonnement en conduit annulaire avec écoulement axial uniforme. Or, au cours de l'implémentation de ce modèle, plusieurs difficultés ont été rencontrées ainsi que des inconsistances avec le rapport de Meyer et Envia [99]. C'est pourquoi il semble pertinent de redériver en partie la réponse de grille de Ventres dans cette annexe, en mentionnant particulièrement les difficultés trouvées et résolues. Cette réponse de grille est ensuite comparée et validée face à une solution de référence sur des cas tests. Le modèle de Ventres est finalement utilisé dans les sections 5.3 et 5.4 dans le cadre des comparaisons de modèles de prédiction du bruit à large bande, pour le seul mécanisme d'interaction des sillages turbulents du rotor avec le stator.

### A.1 Configuration du modèle

La configuration choisie par Ventres *et al.* [161] correspond à un étage de soufflante rotor-stator, le rotor ayant une vitesse positive dans le repère du conduit  $\mathcal{R}_d$ . En appliquant le principe de l'approche par bandes de rayons, et en utilisant les hypothèses définies au paragraphe 1.3.2, la géométrie se ramène à la configuration de la figure A.1 à un rayon  $r_d$  donné. Celle-ci est également utilisée dans la section 3.2 concernant l'extension d'un modèle de grille pour le bruit tonal.

La vitesse de rotation  $\Omega$  étant positive selon  $\theta_d$ , cela impose à l'angle de calage du rotor  $\chi_r$  d'être positif et celui du stator  $\chi_s$  d'être négatif dans le repère lié à la grille déroulée  $\mathcal{R}'(x_d, y_d, z_d)$ . Ce dernier étant direct, il impose  $y_d = -r\theta_d$ . Ainsi les distances caractérisant la grille valent :

$$\begin{aligned}d &= g_s \sin \chi_s < 0, \\h &= g_s \cos \chi_s > 0.\end{aligned}$$





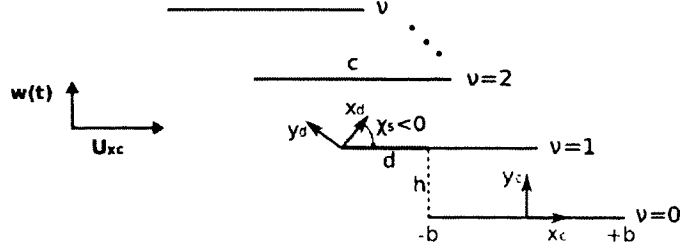


Figure A.2 Configuration de la grille rectiligne dans le modèle de Ventres *et al.* [161].

$$m = m_g \pm zV, \quad z \in \mathbb{Z}. \quad (\text{A.5})$$

Cette relation (A.5) est en fait une généralisation de la règle de Tyler et Sofrin (équation (3.41)) au cas à large bande. Ainsi le déphasage inter-aubes s'écrit, d'après l'équation (A.4) :

$$\sigma = -2\pi \frac{m}{V} \pm 2\pi z, \quad z \in \mathbb{Z}. \quad (\text{A.6})$$

Or une phase étant définie modulo  $2\pi$ , l'équation (A.6) montre que le déphasage inter-aubes ne dépend que de l'indice azimutal du mode de conduit rayonné  $m$ . Ainsi pour une fréquence  $\omega$  et un indice  $m$  fixés, la réponse de grille est identique quel que soit l'indice excitateur  $m_g$ . Cette remarque s'applique pour tous les modèles à large bande rayonnant en conduit et a notamment permis de réduire d'un facteur dix le temps de calcul du modèle de Posson *et al.* [129] sur le cas NASA SDT, et par conséquent les coûts de calcul des extensions de ce modèle présentées par Posson et Moreau [127] des mêmes ordres de grandeurs.

## A.2 Fonction de noyau

On cherche à déterminer la réponse de grille 2D de la pale numéro  $\nu$  :  $\Delta \hat{P}_\nu$ , en réponse à l'excitation incidente  $w$  de l'équation (A.5). D'après la définition de la phase inter-aubes (équation (3.14)), il suffit de déterminer le saut de pression de la pale numéro 0 puis d'utiliser la relation :

$$\Delta \hat{P}_\nu = \Delta \hat{P}_0 e^{i\nu\sigma}. \quad (\text{A.7})$$

Dans la configuration de la figure A.2 pour un rayon  $r_d$  fixé, et à partir des équations de quantité de mouvement et d'onde convectée ainsi que des conditions limites du problème, Ventres *et al.* [161] montrent que la réponse de grille est solution de l'équation intégrale suivante :

---


$$w(x_c, 0) = \int_{-b}^{+b} K_c(x_c - x'_c, 0) \frac{\Delta \hat{P}_0(x'_c) dx'_c}{\rho_0 U_{xc} b}. \quad (\text{A.8})$$

$x_c$  et  $x'_c$  sont deux coordonnées courant le long de l'aube, et  $K_c$  est la fonction de noyau de la grille. Celle-ci s'écrit :

$$K_c(x_c, y_c) = \frac{-b}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\lambda S e^{i\alpha x_c}}{2i(\alpha - \omega/U_{xc})} d\alpha. \quad (\text{A.9})$$

Alors que l'excitation utilise la convention en  $e^{-i\omega t}$  (équation (A.1)) dans le rapport de Meyer et Envia [99] et dans le corps principal de celui de Ventres *et al.* [161], ces derniers définissent la convention opposée dans l'annexe relative à la fonction de noyau. Il convient donc de modifier les expressions de l'annexe de [161] en conséquence, et notamment la variable adimensionnée  $K$  :

$$K = -\frac{\omega b}{\beta_{xc}^2 c_0}. \quad (\text{A.10})$$

Les autres variables adimensionnées s'écrivent :

$$\begin{aligned} \beta_{xc} &= \sqrt{1 - M_{xc}^2}, \quad \tilde{x}_c = x_c/b, \quad \tilde{y}_c = y_c/b, \quad \tilde{\alpha} = \alpha b - M_{xc} K, \\ \lambda &= \frac{\beta_{xc}}{b} \sqrt{\tilde{\alpha}^2 - K^2}, \quad \gamma = \sqrt{\tilde{\alpha}^2 - K^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Avec ces notations, l'équation (A.9) devient :

$$K_c(\tilde{x}_c, \tilde{y}_c) = \frac{-\beta_{xc} e^{iK M_{xc} \tilde{x}_c}}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma S e^{i\tilde{\alpha} \tilde{x}_c}}{2(\tilde{\alpha} + K/M_{xc})} d\tilde{\alpha}, \quad (\text{A.12})$$

avec :

$$S = \frac{1}{2} \left[ \frac{e^{1/2\Delta_+ - \beta_{xc}\gamma\tilde{y}_c}}{\sinh(1/2\Delta_+)} - \frac{e^{1/2\Delta_- + \beta_{xc}\gamma\tilde{x}_c}}{\sinh(1/2\Delta_-)} \right]. \quad (\text{A.13})$$

et<sup>1</sup> :

$$\Delta_{\pm} = \pm\lambda h + i(\sigma - \alpha d). \quad (\text{A.14})$$

---

<sup>1</sup>le premier terme de cette équation est incomplet dans [161], éq. (B.10).

En notant la propriété suivante :

$$S = \frac{1}{(\beta_{xc}\gamma)^2} \frac{\partial^2 S}{\partial \tilde{y}_c^2}, \quad (\text{A.15})$$

l'équation (A.12) se réécrit :

$$K_c(\tilde{x}_c, \tilde{y}_c) = \frac{-e^{iKM_{xc}\tilde{x}_c}}{2\pi i\beta_{xc}} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}_c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S e^{i\tilde{\alpha}\tilde{x}_c}}{2\gamma(\tilde{\alpha} + K/M_{xc})} d\tilde{\alpha}. \quad (\text{A.16})$$

L'intégrale de l'équation (A.16) se résout via le théorème des résidus en utilisant les contours d'intégration de la figure A.3. Les pôles de l'intégrande se trouvent pour :

$$\tilde{\alpha} = -K/M_r, \quad (\text{A.17})$$

et

$$\sinh(1/2\Delta_{\pm}) = 0 \Leftrightarrow \Delta_{\pm} = 2n\pi i, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (\text{A.18})$$

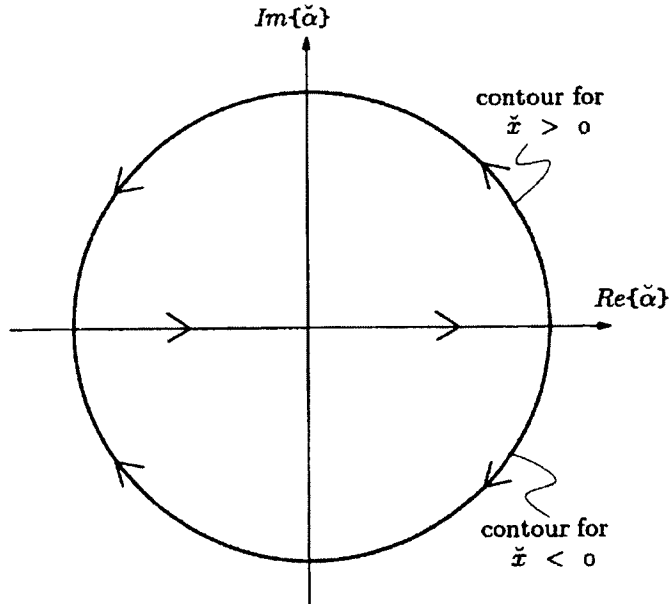


Figure A.3 Contours d'intégration de l'équation (A.16), d'après [99].

Les pôles  $\tilde{\alpha}_n^{\pm}$ , solutions de l'équation (A.18), ont été calculés en résolvant le polynôme du second degré et comparés aux expressions des rapports [99, 161].  $\tilde{\alpha}_n^+$  est un pôle de l'intégrande lorsque l'intégration se fait sur le demi-cercle supérieur de la figure A.3, sa partie imaginaire est donc positive. Lorsque l'intégration se fait sur le demi-cercle inférieur,

$\check{\alpha}_n^-$  correspond à un pôle avec une partie imaginaire négative. Leurs expressions vérifiées sont<sup>2</sup>, pour des  $\check{\alpha}_n^\pm$  complexes :

$$\check{\alpha}_n^\pm = \frac{\Gamma_n \check{d}}{\xi^2} \pm i \frac{\beta_{xc} \check{h}}{\xi} \sqrt{\left(\frac{\Gamma_n}{\xi}\right)^2 - K^2} \quad \text{si } |\Gamma_n/\xi| > |K|, \quad (\text{A.19})$$

et

$$\alpha_n^\pm = \frac{\Gamma_n \check{d}}{\xi^2} \pm \frac{\beta_r \check{h}}{\xi} \sqrt{K^2 - \left(\frac{\Gamma_n}{\xi}\right)^2} \quad \text{si } |\Gamma_n/\xi| < |K|, \quad (\text{A.20})$$

avec les notations :

$$\check{d} = \frac{d}{b}, \quad \check{h} = \frac{h}{b}, \quad \xi = \sqrt{\check{d}^2 + \beta_{xc}^2 \check{h}^2} \quad \text{et} \quad \Gamma_n = \Gamma - 2n\pi.$$

L'expression de  $\Gamma$  n'est pas fournie dans [161], mais en suivant un raisonnement similaire à [99], il s'avère finalement que  $\Gamma$  s'exprime comme :

$$\Gamma = \sigma - \frac{d}{b} \left( M_{xc} K - \frac{K}{M_{xc}} \right). \quad (\text{A.21})$$

Si  $\check{\alpha}_n^\pm$  sont réels, il est important de vérifier qu'ils appartiennent tout de même au même domaine, respectivement les demi cercles supérieur et inférieur de la figure A.3. Pour cela, on rajoute une petite partie imaginaire à  $\omega = \omega_r + i\omega_i$ . En faisant tendre  $\omega_i$  vers 0, les racines  $\check{\alpha}_n^+$  et  $\check{\alpha}_n^-$  doivent tendre vers leur valeur réelle en restant dans leur demi cercle respectif, ce qui a été vérifié sur plusieurs cas tests. A la suite de ces vérifications et d'utilisations de résultats intermédiaires du code RSI (*Rotor-Stator Interaction*) fournis par le groupe du Pr. Grace de Boston University, l'expression correcte de la fonction de noyau a pu être déterminée comme étant<sup>3</sup> :

$$\begin{aligned} K_c(\check{x}_c) = & -\frac{\beta_{xc}^2 K}{2M_{xc}} \left[ \frac{\sinh(\beta_{xc}^2 K \check{h}/M_{xc})}{\cosh(\beta_{xc}^2 K \check{h}/M_{xc}) - \cos(\Gamma + K \check{d}/M_{xc})} \right] e^{-i\beta_{xc}^2 K \check{x}_c/M_{xc}} \\ & - \frac{\beta_{xc}^2 \check{h}}{2\xi^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\check{\alpha}_n^{+2} - K^2}{(\check{\alpha}_n^+ - \Gamma_n \check{d}/\xi^2)(\check{\alpha}_n^+ + K/M_{xc})} \right] e^{i(\check{\alpha}_n^+ + K M_{xc}) \check{x}_c}, \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

si  $\check{x}_c > 0$ , et :

<sup>2</sup>erreurs de signes dans [99, 161].

<sup>3</sup>celle-ci ne correspond ni à celle de [161] utilisant une convention opposée de  $e^{-zi\omega t}$ , ni à celle de [99] présentant une erreur de signe.

---


$$K_c(\check{x}_c) = \frac{\beta_{xc}^2 \check{h}}{2\xi^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\check{\alpha}_n^{-2} - K^2}{(\check{\alpha}_n^- - \Gamma_n \check{d}/\xi^2) (\check{\alpha}_n^- + K/M_{xc})} \right] e^{i(\check{\alpha}_n^- + K M_{xc}) \check{x}_c}, \quad (\text{A.23})$$

si  $\check{x}_c < 0$ .

### A.3 Résolution semi-analytique

En appelant  $f(x'_c/b)$  la fonction de chargement élémentaire valant :

$$f\left(\frac{x'_c}{b}\right) = \frac{\Delta \hat{P}_0(x'_c/b)}{\rho_0 U_{xc} w_0}, \quad (\text{A.24})$$

l'équation intégrale (A.8) se met sous la forme :

$$e^{i\check{k}_{xc} x_c/b} = \int_{x'_c/b=-1}^{+1} K_c\left(\frac{x_c - x'_c}{b}\right) f\left(\frac{x'_c}{b}\right) d\left(\frac{x'_c}{b}\right). \quad (\text{A.25})$$

$\check{k}_{xc}$  est le nombre d'onde aérodynamique selon la corde adimensionné valant  $\omega b/U_{xc}$ . Connaissant la fonction de noyau  $K_c$  d'après la section A.2, la solution recherchée est la fonction élémentaire de chargement  $f$ . Cependant  $f$  n'étant pas définie au bord d'attaque ( $x_c = -1$ ), le changement de variables suivant est nécessaire :

$$\begin{aligned} \frac{x_c}{b} &= \cos \theta, \\ \frac{x'_c}{b} &= \cos \psi. \end{aligned}$$

Alors, en notant que  $d\left(\frac{x'_c}{b}\right) = -\sin \psi d\psi$  l'équation (A.25) à résoudre s'écrit :

$$e^{i\check{k}_{xc} \cos \theta} = \int_0^\pi K_c(\cos \theta - \cos \psi) F(\psi) d\psi, \quad (\text{A.26})$$

avec  $F(\psi) = f(\cos \psi) \sin \psi$ . Il faut noter que l'intégrale s'effectue maintenant du bord de fuite au bord d'attaque, contrairement à l'équation (A.25). La fonction recherchée devient  $F(\psi)$  qui n'est plus singulière au bord d'attaque. L'équation (A.26) se résout via une méthode semi-analytique par collocation, en évaluant les membres de gauche et de droite en des points discrets tels que<sup>4</sup> :

---

<sup>4</sup>il manque un terme dans [99, 161].

---


$$\theta_m = \frac{(m - 0.5)\pi}{N}, \quad m \in (1 \dots N),$$

$$\psi_l = \frac{l\pi}{N}, \quad l \in (0 \dots N).$$

$N$  est le nombre de points de discrétisation choisis le long de la corde. Par construction,  $\theta_m$  et  $\psi_l$  ne sont jamais égaux, permettant d'éviter la singularité en  $K_c(0)$ . De plus, afin de traiter la partie logarithmique de la fonction de noyau, Ventres *et al.* [161] proposent de la réécrire sous la forme :

$$K_c(x'_c/b) = K_1(x'_c/b) + G(x'_c/b) \ln |x'_c/b|. \quad (\text{A.27})$$

Alors l'équation (A.26) devient :

$$e^{ik_{xc} \cos \theta_m} = I_1(\theta_m) + I_l(\theta_m), \quad (\text{A.28})$$

avec

$$I_1(\theta_m) = \int_0^\pi K_1(\cos \theta_m - \cos \psi) F(\psi) d\psi,$$

$$I_l(\theta_m) = \int_0^\pi G(\cos \theta_m - \cos \psi) \ln |\cos \theta_m - \cos \psi| F(\psi) d\psi.$$

L'intégrale  $I_1$  se résout sans difficultés avec la règle trapézoïdale :

$$I_1(\theta_m) = \sum_{l=0}^N B_l \frac{\pi}{N} K_1(\cos \theta_m - \cos \psi_l) F(\psi_l), \quad (\text{A.29})$$

avec  $B_0 = B_N = 0.5$  et  $B_l = 1$  sinon. Cependant, l'intégrale  $I_l$  demande un traitement particulier proposé par Whitehead [168]<sup>5</sup> :

$$I_l(\theta_m) = \sum_{l=0}^N B_l \frac{\pi}{N} G(\cos \theta_m - \cos \psi_l) F(\psi_l) S_l(\theta_m), \quad (\text{A.30})$$

avec

---

<sup>5</sup>expression erronée dans [99, 161].

---


$$S_l(\theta_m) = -\ln(2) - 2 \sum_{s=1}^N \frac{1}{s} B_s \cos(s\theta_m) \cos(s\psi_l). \quad (\text{A.31})$$

Finalement, les équations (A.28), (A.29) et (A.30) amènent à résoudre l'expression :

$$e^{ik_{xc} \cos \theta_m} = \sum_{l=1}^N A_{ml} F(\psi_l), \quad m \in (1 \dots N), \quad (\text{A.32})$$

avec

$$A_{ml} = \frac{\pi}{N} B_l [K_c(x) + G(x) (S_l(\theta_m) - \ln |x|)], \quad (\text{A.33})$$

et

$$x = \cos \theta_m - \cos \psi_l. \quad (\text{A.34})$$

Cependant la fonction  $G$  de l'équation (A.27), permettant de traiter la singularité logarithmique, n'est pas fournie explicitement dans les rapports de Ventres *et al.* [161] et de Meyer et Envia [99], et est absente du document de Ventres *et al.* [162] correspondant à une impression des lignes du code original. Smith [152], à l'origine du code LINSUB, traite de la singularité logarithmique en proposant la forme polynomiale suivante pour la fonction  $G$  :

$$G_{Smith}(x) = \frac{-\lambda}{2\pi\beta_{xc}} (d_0 + d_1x + d_2x^2 + d_3x^3), \quad (\text{A.35})$$

avec

$$\lambda = \frac{\omega c}{U_{xc}}, \quad \beta_{xc} = \sqrt{1 - M_{xc}^2},$$

et

$$\begin{aligned} d_0 &= i, \\ d_1 &= \lambda \left( 1 - \frac{M_{xc}^2}{2\beta_{xc}^2} \right), \\ d_2 &= -i\lambda^2 \left( 1 - \frac{1}{2\beta_{xc}^2} + \frac{M_{xc}^2}{4\beta_{xc}^4} \right), \\ d_3 &= -\frac{\lambda^3}{2} \left( 1 - \frac{1}{\beta_{xc}^2} + \frac{M_{xc}^2}{6\beta_{xc}^4} + \frac{1}{3\beta_{xc}^4} - \frac{3M_{xc}^4}{8\beta_{xc}^6} + \frac{M_{xc}^6}{6\beta_{xc}^6} \right). \end{aligned}$$

Par ailleurs, une autre forme pour cette fonction  $G$  apparaît dans le code RSI de la NASA, basé sur les travaux de Ventres *et al.* [161] et utilisé par Grace *et al.* [57–59] :

$$G_{RSI}(x) = \frac{1}{2\pi} (G_0 + G_1x + G_2x^2 + G_3x^3) e^{iKM_{xc}x}, \quad (\text{A.36})$$

avec  $K$  défini dans l'équation (A.10) et

$$\begin{aligned} G_0 &= \frac{i\beta_{xc}K}{M_{xc}}, \\ G_1 &= \beta_{xc}K^2 \left( \frac{1}{M_{xc}^2} - 0.5 \right), \\ G_2 &= i\beta_{xc}K^3 \left( \frac{-1}{2M_{xc}^3} + \frac{1}{4M_{xc}} \right), \\ G_3 &= -\frac{\beta_{xc}K^4}{6} \left( \frac{1}{M_{xc}^4} - \frac{1}{2M_{xc}^2} - \frac{1}{8} \right). \end{aligned}$$

Ces deux fonctions  $G_{Smith}$  et  $G_{RSI}$  présentent une forme polynomiale mais ne sont pas identiques. Celles-ci seront évaluées sur des cas tests dans la section A.4. En supposant  $G$  connue, l'équation (A.32) pour  $F$  est finalement résolue par inversion matricielle, fournissant ainsi le saut de pression  $\Delta P_0$  le long de la corde. Un traitement particulier doit être effectué au bord d'attaque. En effet, si la valeur de  $F$  en  $\pi$  est définie et utilisée lors de l'intégration, il n'en va pas de même pour la fonction de chargement élémentaire  $f$  telle que  $F(\pi) = \sin(\pi)f(\cos \pi)$ . Afin de considérer une valeur finie pour le saut de pression au bord d'attaque de l'aube, représentant un point de discontinuité pour les conditions limites du problème, une petite valeur  $\epsilon$  est choisie telle que :

$$f(\cos \pi) = \frac{F(\pi)}{\sin(\pi - \epsilon)}. \quad (\text{A.37})$$

## A.4 Validation de la réponse de grille

La réponse de grille de Ventres *et al.* [161] développée dans cette annexe est validée par comparaisons avec la réponse purement analytique du modèle de Posson *et al.* [133]. Comme cela est indiqué au paragraphe 1.3.2, ces deux modèles adoptent des conventions opposées du sens de rotation de la soufflante. Ainsi, vu les directions des normales aux aubes relativement à la direction  $y_c$  de la figure 3.4, les sauts de pression des deux modèles sont opposés. De plus, afin de considérer une configuration d'interaction rafale-grille identique, il faut s'assurer que les déphasages inter-aubes sont opposés entre les deux calculs (voir aussi paragraphe 3.2.3). Finalement, afin de ramener l'origine de l'excitation au bord d'attaque de l'aube, correspondant à la convention du modèle de Posson, il est nécessaire



de décaler la phase de l'excitation définie originalement à mi-corde (équation (A.1)) en modifiant le terme de gauche de l'équation (A.25) par :

$$e^{ik_{xc}(x_c/b+1)} . \quad (\text{A.38})$$

Cette modification (A.38) est seulement utilisée dans cette section et au paragraphe 5.3.1, mais n'est pas appliquée dans les calculs de spectres large bande du paragraphe 5.3.2 et de la section 5.4.

Le cas test utilisé pour les comparaisons correspond à la configuration proposée par Verdon et Hall [164], utilisée par Posson *et al.* [133], et décrite dans les deux premières colonnes du tableau A.1. Les deux colonnes suivantes permettent d'étendre ce cas à des hautes fréquences et à un nombre d'onde azimutal non nul. Pour toutes les configurations, la grille est calée à 45°, la solidité vaut 1 et  $k = \omega/c_0$ .

La figure A.4 représente le saut de pression adimensionné le long de la corde pour le cas test A du tableau A.1, la fréquence de l'excitation étant la plus petite de tous les cas. Les parties réelles et imaginaires de la la réponse de grille de Ventres implémentée dans cette annexe sont comparées à la réponse de grille analytique de Posson *et al.* [133]. Tout d'abord, les expressions de la fonction de noyau  $K_c$  (équations (A.22) et (A.23)) font apparaître une somme infinie sur l'indice des pôles  $n$ . En pratique, une étude paramétrique a permis de déterminer qu'une somme sur  $n$  variant de -4000 à +4000 était suffisante pour obtenir des résultats convergés pour tous les cas tests. Par ailleurs, le nombre de points  $N$  choisis pour discrétiser la réponse d'une aube est un paramètre crucial de cette méthode de résolution semi-analytique, à la différence du modèle de Posson dans lequel le saut de pression s'exprime de manière analytique. La figure A.4 montre que sur ce cas test, la réponse de Ventres prédit exactement la solution de référence, et le nombre de points  $N = 100$  est suffisant pour obtenir ce résultat. La fonction  $G$  discutée dans la section A.3 est imposée nulle ici.

Le cas test B correspond à la grille du cas A avec un écoulement de vitesse supérieure et une fréquence de l'excitation légèrement augmentée. La comparaison des réponses de grille pour ce cas correspond à la figure A.5. De nouveau, le saut de pression du modèle de Ventres est tracée pour deux valeurs de  $N$  (100 et 400), et l'influence de la fonction  $G$  permettant de traiter une singularité logarithmique est également étudiée. Les réponses pour lesquelles  $G$  est imposée à 0 (lignes pointillées) sont comparées aux réponses utilisant

	Cas A	Cas B	Cas C	Cas D
$g_s/C_s$	1	1	1	1
$\chi_s$ [°]	45	45	45	45
$M_{xc}$	0.3	0.7	0.7	0.7
$kC_s$	1.5	3.5	20	20
$\sigma_{Ventres}$	0 [2 $\pi$ ]	0 [2 $\pi$ ]	0 [2 $\pi$ ]	-10 $\pi$ /13 [2 $\pi$ ]

Tableau A.1 Définitions des cas tests pour la comparaison des réponses de grilles.

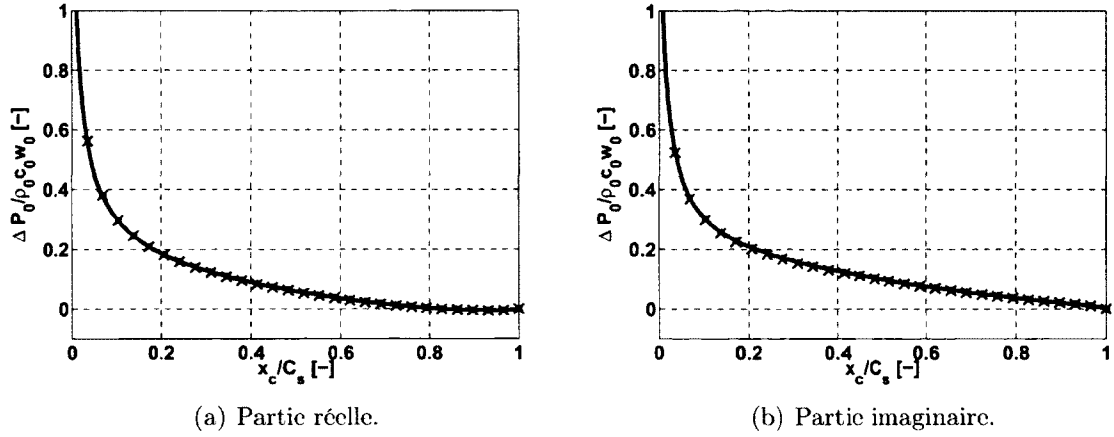


Figure A.4 Cas A du tableau A.1. Saut de pression adimensionné  $\Delta \hat{P}_0 / \rho_0 c_0 w_0$  le long de la corde. Ligne noire : modèle de Posson [133]. Croix : modèle de Ventres implémenté ( $G = 0$ ) avec  $N = 100$  (bleu),  $N = 400$  (rouge).

la fonction  $G$  de Smith (équation (A.35), croix  $x$ ) et celle de RSI (équation A.36, croix  $+$ ). Tout d'abord, il apparaît pour les deux nombres de points  $N$  étudiés que les réponses de Ventres sont équivalentes quelle que soit la fonction  $G$  employée ou forcée à 0. De plus, le nombre de points influe sur la solution, puisque les réponses calculées avec  $N = 400$  sont très proches du saut de pression de référence, alors que  $N = 100$  n'est pas une quantité suffisante pour prédire les variations de  $\Delta \hat{P}_0$  sur la corde. Cela correspond aux caractéristiques des modèles de grille utilisant une méthode par collocation, comme le mentionne Whitehead [169] par exemple.

Les cas tests A et B, correspondant à ceux définis par Verdon et Hall [164], possèdent une fréquence d'excitation relativement faible ( $kC_s = 1.5$  ou  $3.5$ ). Afin d'étudier la réponse de grille en haute fréquence, le cas test C considère une rafale avec  $kC_s = 20$ , les réponses correspondantes étant tracées sur la figure A.6, en conservant les symboles de la figure A.5. L'analyse de cette figure conduit à des conclusions similaires à la figure A.5. En effet, l'influence de la fonction  $G$  semble être très limitée, quel que soit le nombre de points de discrétisation. De plus, l'augmentation du nombre de points  $N$  est nécessaire à la réponse de Ventres pour se rapprocher de la réponse de Posson. D'après les figures A.5 et A.6, le nombre de points minimal pour la prédiction correction du  $\Delta \hat{P}_0$  augmente avec la fréquence : avec 100 points, la forme de la réponse n'est pas atteinte à cette fréquence, alors qu'elle l'est avec 400 points, les écarts avec la référence étant alors minimes.

Les trois cas tests précédents considèrent le cas particulier de la rafale  $\sigma = 0$  [ $2\pi$ ], soit de nombre d'onde azimutal nul. Le cas test D correspond à une rafale quelconque ( $\sigma = -10\pi/13$  [ $2\pi$ ]) ayant la même fréquence élevée que dans le cas C. De nouveau, sur la figure A.7, la fonction  $G$  semble avoir peu d'effets sur la réponse de grille, même pour un faible nombre de points. Il est clair sur ce cas test que la méthode par collocation avec  $N = 100$  ne réussit pas à calculer la réponse de grille correcte. Pourtant, avec  $N = 400$ , la forme de la réponse de référence (ligne noire) est quasiment prédite par le modèle de Ventres, des

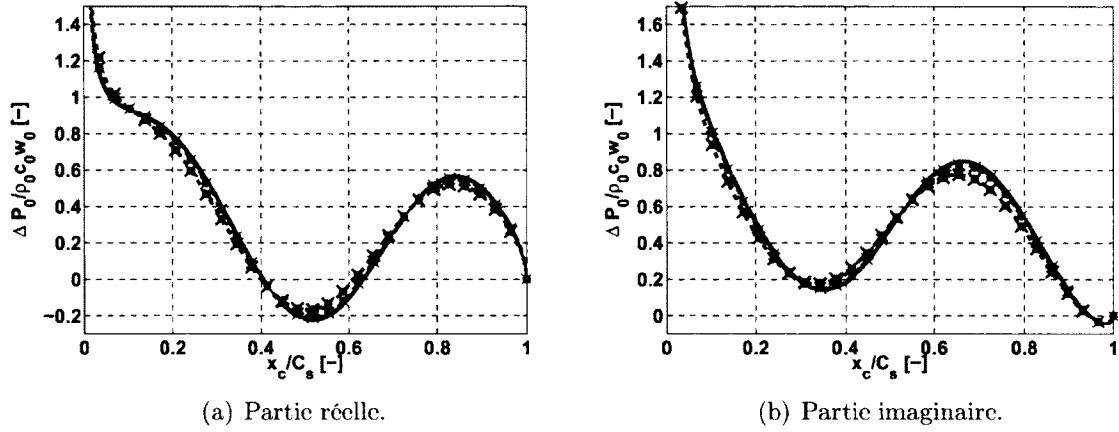


Figure A.5 Cas B du tableau A.1. Saut de pression adimensionné  $\Delta \hat{P}_0 / \rho_0 c_0 w_0$  le long de la corde. Ligne noire : modèle de Poisson [133]. Modèle de Ventres implémenté, ( $G = 0$ ,  $N = 100$ ) : pointillés verts, ( $G_{Smith}$ ,  $N = 100$ ) : croix vertes, ( $G_{RSI}$ ,  $N = 100$ ) : croix marrons, ( $G = 0$ ,  $N = 400$ ) : pointillés rouges, ( $G_{Smith}$ ,  $N = 400$ ) : croix rouges, ( $G_{RSI}$ ,  $N = 400$ ) : croix bleues.

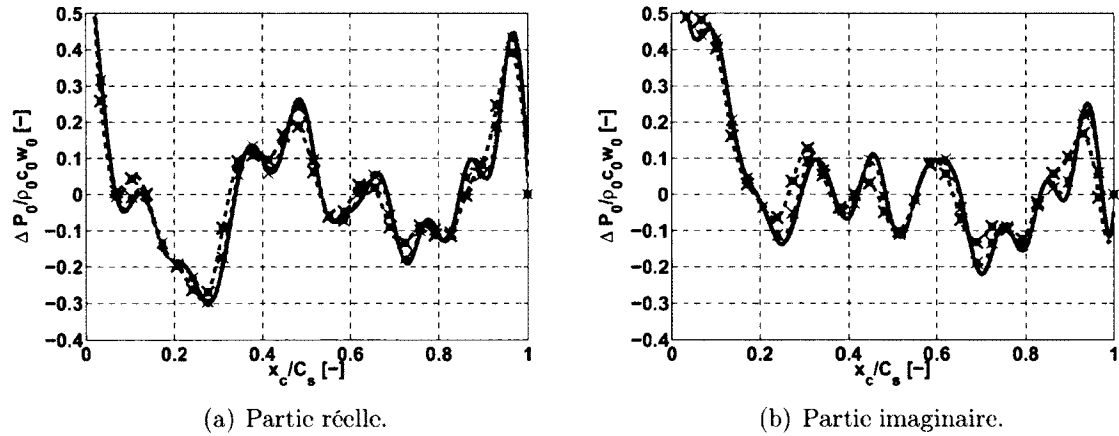


Figure A.6 Cas C du tableau A.1. Saut de pression adimensionné  $\Delta \hat{P}_0 / \rho_0 c_0 w_0$  le long de la corde. Ligne noire : modèle de Poisson [133]. Modèle de Ventres implémenté, ( $G = 0$ ,  $N = 100$ ) : pointillés verts, ( $G_{Smith}$ ,  $N = 100$ ) : croix vertes, ( $G_{RSI}$ ,  $N = 100$ ) : croix marrons, ( $G = 0$ ,  $N = 400$ ) : pointillés rouges, ( $G_{Smith}$ ,  $N = 400$ ) : croix rouges, ( $G_{RSI}$ ,  $N = 400$ ) : croix bleues.

différences subsistant concernant les extrema locaux. La courbe cyan est calculée avec  $N = 600$ . Ainsi la figure A.7 montre que la réponse de grille de Ventres converge, pour un cas test quelconque, vers la solution de référence en augmentant la valeur de  $N$ . La présente implémentation de cette réponse est donc validée. Cependant la convergence semble lente (les différences entre  $N = 400$  et  $N = 600$  sont faibles), le coût de calcul est fonction de  $N^2$  et les limitations en termes de mémoires vives empêchent des valeurs de  $N$  très supérieures. C'est pourquoi la valeur  $N = 400$  donnant des résultats acceptables à hautes fréquences sera conservée dans l'étude portant sur la prédiction du bruit à large bande.

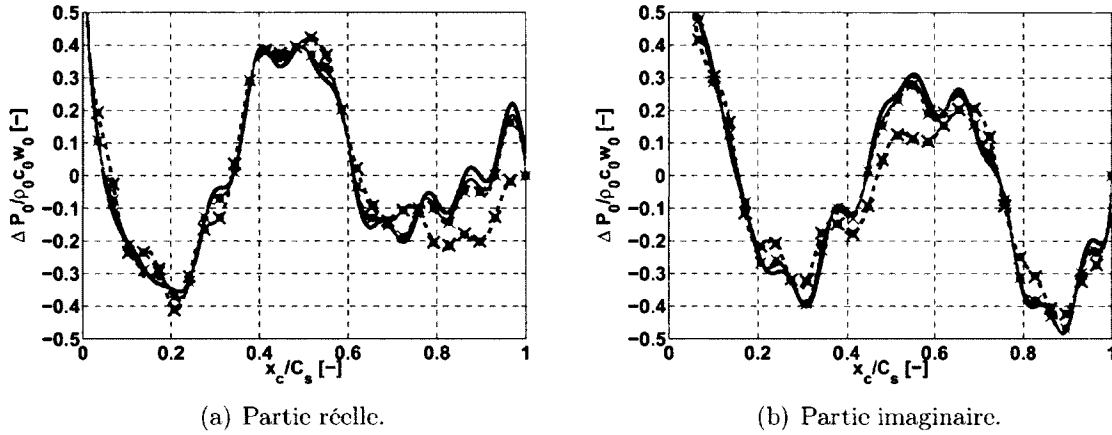


Figure A.7 Cas D du tableau A.1. Saut de pression adimensionné  $\Delta \hat{P}_0 / \rho_0 c_0 w_0$  le long de la corde. Ligne noire : modèle de Posson [133]. Modèle de Ventres implémenté, ( $G = 0$ ,  $N = 100$ ) : pointillés verts, ( $G_{Smith}$ ,  $N = 100$ ) : croix vertes, ( $G_{RSI}$ ,  $N = 100$ ) : croix marrons, ( $G = 0$ ,  $N = 400$ ) : pointillés rouges, ( $G_{Smith}$ ,  $N = 400$ ) : croix rouges, ( $G_{RSI}$ ,  $N = 400$ ) : croix bleues, ( $G = 0$ ,  $N = 600$ ) : ligne cyan.

## A.5 Remarques de conclusion

Cette annexe a pour but de d'expliquer l'implémentation réalisée de la réponse de grille du modèle original de Ventres *et al.* [161]. Plusieurs corrections ont été nécessaires afin d'aboutir au résultat recherché et sont notées dans cette partie. La section A.4 compare la réponse de grille implémentée avec le modèle de Posson *et al.* [133] considéré comme la solution de référence. Tout d'abord, il est montré sur des cas tests que la fonction  $G$ , permettant de traiter une singularité logarithmique, non définie dans les rapports originaux mais existant sous deux formes dans la littérature, a une influence très limitée sur la réponse de grille, quel que soit le nombre de points de discrétisation utilisé. L'étude du bruit à large bande sera donc menée en conservant la fonction  $G_{RSI}$  provenant du code RSI se rapprochant le plus du modèle implémenté ici. De plus, il est montré que le nombre de points nécessaire pour garantir une réponse correcte du modèle augmente avec la fréquence de l'excitation. D'après ces cas test, une valeur de 400 points représente un compromis entre le coût de calcul et la précision recherchée et est donc conservée pour l'étude acoustique.

# ANNEXE B

## BRUIT TONAL : DÉVELOPPEMENTS POUR UNE CONFIGURATION COMPLÈTE

### B.1 Expressions générales sans effets de cambrure

Dans la section 3.2, le développement des équations pour le calcul du bruit tonal d'interaction rotor-stator a été réalisé pour la configuration du compresseur CME2 puisque celles-ci sont utilisées dans la suite du chapitre 3 sur cette configuration. Le stator ne possède ni flèche ni dévers, et l'écoulement dans le conduit ne présente pas de composante radiale. Pourtant, en vue de la nouvelle version du code OPTIBRUI, il apparaît essentiel de développer des expressions générales valides pour des configurations plus complexes. La suite de cette annexe reprend en partie les développements de Hanson [65].

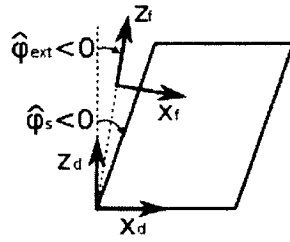
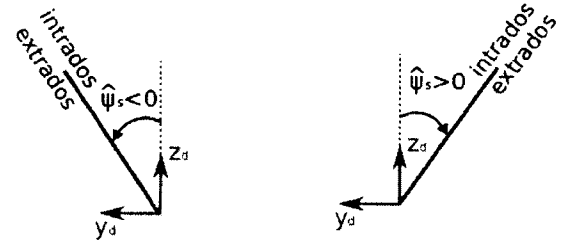


Figure B.1 Définition de l'angle de flèche  $\hat{\varphi}_s$  et du repère  $\mathcal{R}_f$ .



(a)  $\Omega < 0$ .

(b)  $\Omega > 0$ .

Figure B.2 Définition de l'angle de dévers  $\hat{\psi}_s$  pour les deux configurations étudiées, en supposant que les aubes sont inclinées vers leur surface extrados.

On considère un stator dont les aubes présentent un angle de flèche  $\hat{\varphi}_s$  et un angle de dévers  $\hat{\psi}_s$ , définis dans le repère direct du conduit  $\mathcal{R}'(x_d, y_d, z_d)$ , et représentés sur les figures B.1 et B.2. Ces angles sont constants sur les schémas mais peuvent en pratique dépendre du rayon. L'angle de flèche ne dépend pas du sens de rotation de la soufflante, alors que le signe de l'angle de dévers change avec celui de la vitesse de rotation. La figure B.2 illustre le cas où l'aube est inclinée vers son extrados, mais la remarque précédente s'applique aussi dans le cas inverse. La figure B.3 rappelle les conventions des angles de calage  $\chi_s$  en fonction du sens de rotation. De plus, un plan incliné d'un angle  $\hat{\varphi}_{ext}$  par rapport à  $z_d$  est introduit, sur lequel l'excitation aérodynamique est extraite. Afin de considérer l'excitation aérodynamique réelle incidente sur l'aube, la relation  $\hat{\varphi}_{ext} = \hat{\varphi}$  est en général imposée, mais cet angle  $\hat{\varphi}_{ext}$  peut se révéler utile pour des études particulières. Le repère direct  $\mathcal{R}_f(x_f, y_f, z_f)$  lié au plan d'extraction étant défini avec  $y_f = y_d$ , la matrice de passage du repère  $\mathcal{R}_f$  au repère  $\mathcal{R}'$  s'écrit donc :

$$M_{\mathcal{R}_f \rightarrow \mathcal{R}'} = \begin{bmatrix} \cos \hat{\varphi}_{ext} & 0 & \sin \hat{\varphi}_{ext} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \hat{\varphi}_{ext} & 0 & \cos \hat{\varphi}_{ext} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

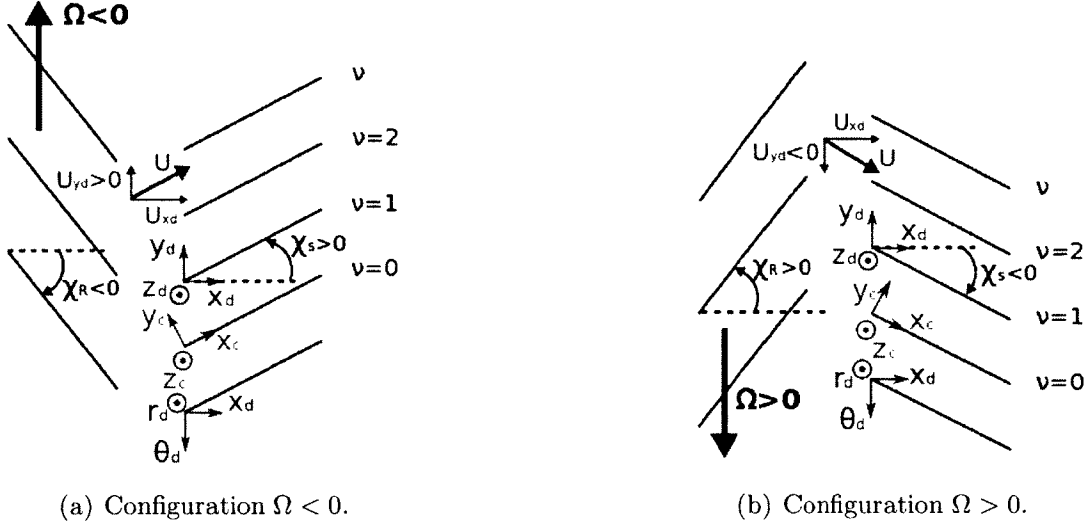


Figure B.3 Définition des repères et des composantes de vitesse, pour les deux configurations étudiées.

Les angles  $\hat{\varphi}_s$  et  $\hat{\psi}_s$  sont définis dans le repère du conduit, mais la réponse de grille est calculée dans le repère de grille  $\mathcal{R}_c$ , obtenu après trois rotations successives à partir du repère du conduit  $\mathcal{R}'$  : une rotation suivant l'angle de calage  $\chi_s$ , puis l'angle de dévers  $\psi_s$  et enfin l'angle de flèche  $\varphi_s$ . Hanson [65] donne la matrice de passage du repère  $\mathcal{R}'$  au repère  $\mathcal{R}_c$  :

$$\begin{aligned} M_{\mathcal{R}' \rightarrow \mathcal{R}_c} &= Q \\ &= \begin{bmatrix} \cos \chi_s \cos \varphi_s + \sin \chi_s \sin \psi_s \sin \varphi_s & \sin \chi_s \cos \varphi_s - \cos \chi_s \sin \psi_s \sin \varphi_s & -\cos \psi_s \sin \varphi_s \\ -\sin \chi_s \cos \psi_s & \cos \chi_s \cos \psi_s & -\sin \psi_s \\ \cos \chi_s \sin \varphi_s - \sin \chi_s \sin \psi_s \cos \varphi_s & \sin \chi_s \sin \varphi_s + \cos \chi_s \sin \psi_s \cos \varphi_s & \cos \psi_s \cos \varphi_s \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Les angles  $\psi_s$  et  $\varphi_s$  peuvent se retrouver à partir des angles géométriques  $\hat{\psi}_s$  et  $\hat{\varphi}_s$  via :

$$\tan \psi_s = \cos \chi_s \tan \hat{\psi}_s - \sin \chi_s \tan \hat{\varphi}_s, \quad (\text{B.3})$$

$$\tan \varphi_s = \cos \psi_s \left( \sin \chi_s \tan \hat{\psi}_s + \cos \chi_s \tan \hat{\varphi}_s \right). \quad (\text{B.4})$$

Il est ensuite supposé que la vitesse extraite dans le repère  $\mathcal{R}_f$  possède ses trois composantes non nulles :

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} U_{xf} \\ U_{yf} \\ U_{zf} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Alors la vitesse moyenne incidente sur la grille vaut, après changements de repères :

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} U_{xc} \\ U_{yc} \\ U_{zc} \end{bmatrix} = Q \times M_{\mathcal{R}_f \rightarrow \mathcal{R}'} \begin{bmatrix} U_{xf} \\ U_{yf} \\ U_{zf} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.6})$$

La composante de la vitesse selon  $z_c$  n'est donc pas nulle. Celle-ci intervenant dans l'expression de la pulsation  $\omega_g$  dans la réponse de grille de Glegg (paragraphe 1.3.4) sous la forme :

$$\omega_g = \omega - k_{zc} U_{zc}, \quad (\text{B.7})$$

l'expression (3.44) n'est plus respectée. Alors le saut de pression  $\Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|, k_{zc})$  doit être calculé pour les valeurs négatives et positives de  $k_{zc}$ . Par ailleurs, le nombre d'onde radial de l'excitation défini dans le repère du conduit  $\mathcal{R}'$  s'écrit comme selon l'expression (3.6) :

$$k_r = \frac{2\pi p}{T_r}, \quad p \in \mathbb{Z}. \quad (\text{B.8})$$

Le nombre d'onde selon la direction  $z_f$  s'écrit, d'après la figure B.1 :

$$k_{zf} = k_r \cos \hat{\varphi}_{ext} + k_{xd} \sin \hat{\varphi}_{ext}. \quad (\text{B.9})$$

Dans la version 6 d'OPTIBRUI, il a été choisi de négliger le deuxième terme de l'équation (B.9), ce qui revient à supposer que :

$$\boxed{k_r r_d \approx k_{zf} z_f}. \quad (\text{B.10})$$

De plus,  $y_f$  et  $y_d$  étant confondues, le nombre d'onde de l'excitation selon cette direction vaut toujours (équations (3.17) et (3.40)) :

$$k_{yd} = k_{yf} = -\text{sgn}(\Omega) \frac{sB}{r_d}. \quad (\text{B.11})$$

---

Enfin, d'après la relation de dispersion :

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{U} = sB|\Omega|, \quad (\text{B.12})$$

le nombre d'onde selon la corde s'écrit :

$$\begin{aligned} k_{xf} &= \frac{1}{U_{xf}} (sB|\Omega| - k_{yf}U_{yf} - k_{zf}U_{zf}) \\ &= \frac{1}{U_{xf}} \left( sB|\Omega| + \text{sgn}(\Omega) \frac{sB}{r} U_{yf} - \frac{2\pi p}{T_r} \cos \hat{\varphi}_{ext} U_{zf} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

en notant bien que  $U_{yf} > 0$  pour  $\Omega < 0$  et  $U_{yf} < 0$  pour  $\Omega > 0$ , d'après la figure B.3. Le vecteur d'onde dans le repère de la grille  $\mathcal{R}_c$  est ensuite obtenu via :

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} k_{xc} \\ k_{yc} \\ k_{zc} \end{bmatrix} = Q \times M_{\mathcal{R}_f \rightarrow \mathcal{R}'} \begin{bmatrix} k_{xf} \\ k_{yf} \\ k_{zf} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.14})$$

Ainsi la phase inter-aubes caractérisant l'onde incidente ne s'écrit plus simplement comme l'équation (3.39), mais selon sa définition :

$$\sigma = k_{xc}d + k_{yc}h \quad \text{avec :} \quad (\text{B.15})$$

$$\begin{aligned} h &= g_s \cos \chi_s \cos \psi_s, \\ d &= g_s (\sin \chi_s \cos \varphi_s - \cos \chi_s \sin \psi_s \sin \varphi_s). \end{aligned}$$

On remarque en particulier que  $d$  change de signe selon la vitesse de rotation. Pour  $d < 0$ , il suffit d'appliquer la remarque du paragraphe 3.2.3 afin de calculer le saut de pression avec la réponse de grille de Posson *et al.* [133]. Alors que toutes les composantes de la vitesse  $\mathbf{U}$  ont été utilisées pour calculer le vecteur d'onde incident sur la grille, le modèle suppose toujours que la vitesse incidente sur les plaques est alignée avec celles-ci. On choisit en pratique de considérer que la norme de la vitesse dans le plan  $(x_c, y_c)$  est alignée avec les plaques, en calculant artificiellement :

$$\tilde{U}_{xc} = \sqrt{U_{xc}^2 + U_{yc}^2}. \quad (\text{B.16})$$



Par ailleurs, lorsque l'angle de dévers  $\psi_s$  est non nul<sup>1</sup>, la normale à l'aube de la pale vaut dans le repère du conduit :

$$\mathbf{n} = M_{\mathcal{R}_c \rightarrow \mathcal{R}'} y_c = Q^{-1}(:, 2) = Q(2, :). \quad (\text{B.17})$$

Alors on peut montrer que l'équation (3.24) s'écrit dans le cas le plus général :

$$\frac{\partial G}{\partial x_{0i}} f_i = -\text{sgn}(\Omega) \left( \frac{\partial G}{\partial r'_d} Q_{23} + \frac{1}{r'_d} \frac{\partial G}{\partial \theta'_d} Q_{22} + \frac{\partial G}{\partial x'_d} Q_{21} \right) f. \quad (\text{B.18})$$

La réponse de grille fournit le saut de pression  $\Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|, k_{zc})$  selon la coordonnée  $x_c$  le long la corde de l'aube, inclinée de l'angle  $\varphi_s$  avec la corde  $C_d$  à rayon constant. Pourtant il est nécessaire d'exprimer le saut de pression selon  $C_d$  à rayon constant  $\Delta \hat{P}_0(x_{cd}, z_c, sB|\Omega|, k_{zc})$ . Posson *et al.* [128] montrent que ces deux sauts de pression sont liés, en supposant que  $\varphi_s$  est petit, par la relation :

$$\Delta \hat{P}_0(x_{cd}, z_c, sB|\Omega|, k_{zc}) = \Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|, k_{zc}) e^{ik_{zc} \sin \varphi_s x_{cd}}, \quad (\text{B.19})$$

où  $C_d = C / \cos \varphi_s$  est la corde à rayon constant. Par ailleurs, l'angle de flèche  $\hat{\varphi}_s$  et l'angle de dévers  $\hat{\psi}$  créent des déphasages dans la réponse de l'aube, respectivement sur le nombre d'onde acoustique axial :  $x_{LE} \gamma_{x_d, m, \mu}^\pm$  et sur le nombre d'onde acoustique azimutal :  $y_{LE} m / r'_d$ , avec les coordonnées du bord d'attaque de l'aube :

$$\begin{aligned} x_{LE} &= (r - R_H) \sin \hat{\varphi}_s, \\ y_{LE} &= (r - R_H) \sin \hat{\psi}_s. \end{aligned}$$

Finalement, le coefficient de pression acoustique modal pour une configuration complète s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} P_{m, \mu}^\pm(sB|\Omega|) &= \frac{V}{2\Gamma_{m, \mu} \kappa_{m, \mu}} \int_{R_H}^{R_T} -\frac{\text{sgn}(\Omega)}{i} \left[ Q_{23} \frac{dE_{m, \mu}(r'_d)}{dr'_d} + i \left( Q_{22} \frac{m}{r'_d} + Q_{21} \gamma_{x_d, m, \mu}^\pm \right) \right. \\ &\quad \left. E_{m, \mu}(r'_d) \right] e^{i\gamma_{x_d, m, \mu}^\pm x_{LE}} e^{im/r'_d y_{LE}} \int_{x_{cdBA}}^{x_{cdBF}} \Delta \hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|) e^{i(k_{zc} \sin \varphi_s - k_{m, \mu, x_c}^\pm) x_{cd}} dx_{cd} dr'_d. \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Il est vérifié que l'expression (B.20) fournit la même valeur pour des vitesses de rotation opposées, les modes azimutaux étant également opposés. La dérivée radiale de la fonction propre s'écrit sous la forme, pour  $m \neq 0$  :

<sup>1</sup>ce qui est le cas même avec  $\hat{\psi}_s = 0$  et  $\hat{\varphi}_s \neq 0$  d'après l'équation (B.3).

---


$$\frac{dE_{m,\mu}(r'_d)}{dr'_d} = \frac{\chi_{m,\mu}}{2} [A_{m,\mu} (J_{m-1}(\chi_{m,\mu}r'_d) - J_{m+1}(\chi_{m,\mu}r'_d)) + B_{m,\mu} (Y_{m-1}(\chi_{m,\mu}r'_d) - Y_{m+1}(\chi_{m,\mu}r'_d))] . \quad (\text{B.21})$$

Enfin, étant donné l'approximation de l'équation (B.10), la réponse de grille s'écrit de la même manière que dans l'équation (3.43) :

$$\Delta\hat{P}_0(x_c, z_c, sB|\Omega|) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \hat{W}_{s,p} \Delta\hat{P}_{0,uni}(x_c, z_c, sB|\Omega|) e^{ik_r r_d} . \quad (\text{B.22})$$

## B.2 Expressions générales avec effets de cambrure

La méthode de prédiction du bruit tonal avec effets de cambrure décrite au paragraphe 3.2.5 peut être étendue au cas étudié dans cette annexe, c'est à dire une géométrie de stator complexe avec trois composantes de la vitesse dans le conduit. En fait, tout revient à développer les expressions vues ci-dessus pour les deux grilles de la figure 3.6. Seul le calcul de l'excitation, définie dans le repère  $\mathcal{R}_f$ , est commun aux deux grilles car ne dépend pas de leur calage. Considérant les deux calages  $\chi_{s,BA}$  et  $\chi_{s,BF}$  de la figure 3.6, les angles  $\psi_{s,BA}$ ,  $\psi_{s,BF}$ ,  $\varphi_{s,BA}$  et  $\varphi_{s,BF}$  sont obtenus via les équations (B.3) et (B.4). Puis les matrices de passage du repère du conduit à ceux des grilles sont calculées :  $M_{\mathcal{R}' \rightarrow \mathcal{R}_{c,BA}}$  et  $M_{\mathcal{R}' \rightarrow \mathcal{R}_{c,BF}}$ , de manière similaire à l'équation (B.2). Par conséquent, les composantes de la vitesse et du vecteur d'onde de l'excitation sont obtenues dans les repères  $\mathcal{R}_{c,BA}$  et  $\mathcal{R}_{c,BF}$  avec les relations :

$$\begin{bmatrix} U_{xc,BA} \\ U_{yc,BA} \\ U_{zc,BA} \end{bmatrix} = M_{\mathcal{R}' \rightarrow \mathcal{R}_{c,BA}} \times M_{\mathcal{R}_f \rightarrow \mathcal{R}'} \begin{bmatrix} U_{xf} \\ U_{yf} \\ U_{zf} \end{bmatrix} \quad (\text{B.23})$$

$$\begin{bmatrix} k_{xc,BA} \\ k_{yc,BA} \\ k_{zc,BA} \end{bmatrix} = M_{\mathcal{R}' \rightarrow \mathcal{R}_{c,BA}} \times M_{\mathcal{R}_f \rightarrow \mathcal{R}'} \begin{bmatrix} k_{xf} \\ k_{yf} \\ k_{zf} \end{bmatrix} \quad (\text{B.24})$$

$$\begin{bmatrix} U_{xc,BF} \\ U_{yc,BF} \\ U_{zc,BF} \end{bmatrix} = M_{\mathcal{R}' \rightarrow \mathcal{R}_{c,BF}} \times M_{\mathcal{R}_f \rightarrow \mathcal{R}'} \begin{bmatrix} U_{xf} \\ U_{yf} \\ U_{zf} \end{bmatrix} \quad (\text{B.25})$$

$$\begin{bmatrix} k_{xc,BF} \\ k_{yc,BF} \\ k_{zc,BF} \end{bmatrix} = M_{\mathcal{R}' \rightarrow \mathcal{R}_{c,BF}} \times M_{\mathcal{R}_f \rightarrow \mathcal{R}'} \begin{bmatrix} k_{xf} \\ k_{yf} \\ k_{zf} \end{bmatrix} \quad (\text{B.26})$$

De manière similaire à la section précédente, la vitesse dans le plan  $(x_c, y_c)$  est supposée alignée avec chacune des grilles, en imposant artificiellement :

---


$$\tilde{U}_{xc,BA} = \sqrt{U_{xc,BA}^2 + U_{yc,BA}^2}, \quad (\text{B.27})$$

$$\tilde{U}_{xc,BF} = \sqrt{U_{xc,BF}^2 + U_{yc,BF}^2}. \quad (\text{B.28})$$

La réponse de chacune des grilles peut ensuite être calculée pour un sens quelconque de rotation de la soufflante, en tenant compte des remarques des paragraphes 3.2.3 et 3.2.5 sur l'utilisation du modèle avec un angle de calage négatif. Les équations (3.45) et (3.56) ne sont pas identiques, puisque l'une s'applique dans le cas d'un changement de signe du calage d'une aube, alors que l'autre est nécessaire lorsque les angles d'entrée et de sortie d'une aube sont de signes différents. Il suffit ensuite d'appliquer les équations (3.53), (3.54) et (3.55) pour obtenir la pression acoustique rayonnée par la grille équivalente dans le conduit.

# ANNEXE C

## COMPRESSEUR DU DLR - EXTRACTION DES DONNÉES CFD

L'étage de compresseur axial du DLR, introduit au paragraphe 5.2.1, représente un cas test réaliste intéressant pour l'évaluation des modèles de prédiction du bruit à large bande créé par l'interaction rotor-stator. Un calcul RANS stationnaire du rotor seul de l'étage de compresseur a été réalisé par l'ONERA et utilisé par Reboul [137] pour une étude aéroacoustique. Afin d'obtenir les informations d'entrée nécessaires aux modèles analytiques utilisés au paragraphe 5.3.2, cette annexe présente la méthodologie d'extraction des données à partir des résultats provenant du calcul CFD de l'ONERA.

### C.1 Présentation du calcul

La figure C.1 représente le maillage multi-blocs structuré du rotor composé d'un million de points. Seul un canal de pale est simulé. Le calcul est réalisé avec le code elsA, en utilisant le schéma spatial centré du 2ème ordre de Jameson [75] et le modèle de turbulence  $k-l$  de Smith [150].

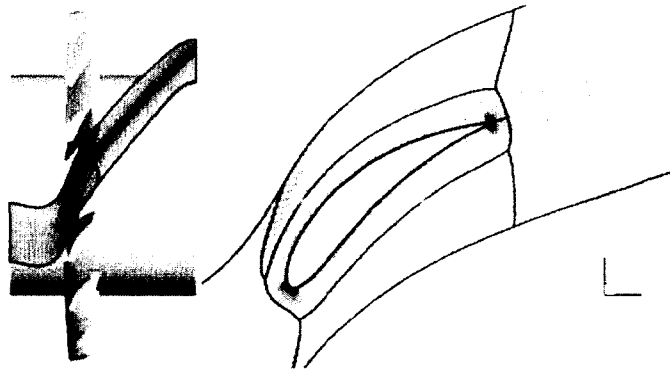


Figure C.1 Maillage structuré du rotor du compresseur du DLR, d'après [137].

Les données aérodynamiques disponibles sont extraites sur un plan situé à la position du bord d'attaque de l'aube, noté BA sur la figure C.2. En effet, s'agissant d'un calcul rotor seul, il est possible d'extraire l'excitation aérodynamique vue par les aubes du stator dans le compresseur complet directement à la position de leur bord d'attaque. Cette méthode permet de prendre en compte les effets de convection du sillage du rotor. Cependant, contrairement aux calculs URANS réalisés au chapitre 2, les effets potentiels moyens du stator sur l'excitation ne peuvent pas être considérés.

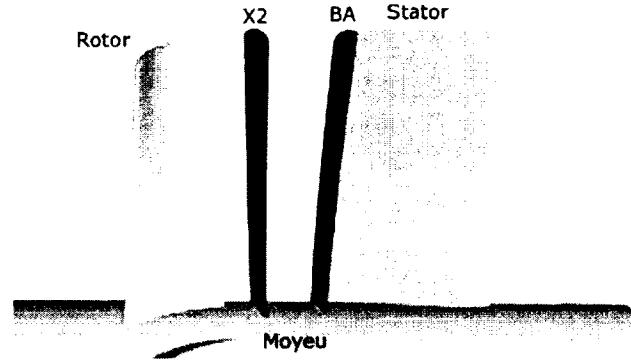
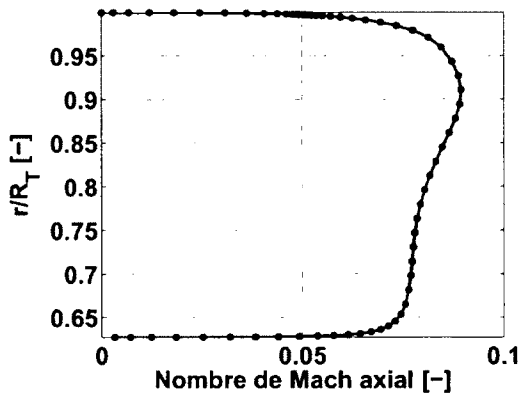


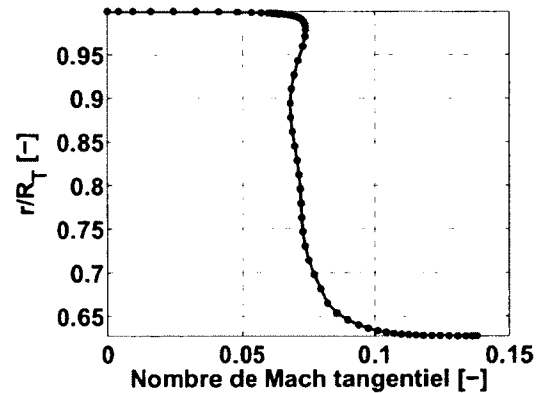
Figure C.2 Position du plan d'extraction des données aérodynamiques, situé au bord d'attaque des aubes (BA) dans le calcul rotor seul, d'après [137].

## C.2 Profils de vitesse

Dans les modèles analytiques, la grille de plaques planes représentant le stator est supposée plongée dans un écoulement moyen uniforme parallèle aux plaques. Celui-ci est calculé en dehors du sillage et moyenné dans la direction azimutale sur le plan d'extraction BA de la figure C.2. Les profils radiaux des nombres de Mach axiaux et tangentiels, calculés dans le repère tournant du rotor, sont présentés sur la figure C.3. La composante axiale du nombre de Mach fait clairement apparaître les couches limites sur les parois en pied et en tête du conduit. Le moyeu tournant et le carter fixe imposent à la composante tangentielle une valeur maximale en pied et nulle en tête. A partir de ces données définies dans le repère relatif, les composantes absolues du nombre de Mach sont calculées et imposées en entrée des modèles analytiques.



(a) Nombre de Mach axial.



(b) Nombre de Mach tangential.

Figure C.3 Profils radiaux moyens du nombre de Mach hors sillage.

### C.3 Intensité turbulente

A partir du calcul RANS, l'énergie cinétique turbulente, correspondant à la première variable du modèle de turbulence  $k - l$ , fournit directement la moyenne des fluctuations de vitesse dans les trois directions, sous l'hypothèse de turbulence isotrope [8] :

$$u_{rms} = \sqrt{\frac{2}{3}k}. \quad (C.1)$$

L'intensité turbulente vaut  $u_{rms}/U$ , où  $U$  est la moyenne de la vitesse absolue à chaque rayon. La figure C.4 représente la vitesse turbulente à mi-envergure sur un passage de pale. Le sillage contenant un écoulement plus turbulent que l'écoulement moyen est clairement visible sous la forme approximative d'une Gaussienne. La méthode utilisée par Reboul [137], et par d'autres auteurs [57, 79], considère une valeur moyenne de turbulence à travers le passage de pale, représentée par la ligne bleue sur la figure C.4. Ainsi la forme du sillage turbulent n'est pas prise en compte dans les modèles analytiques.

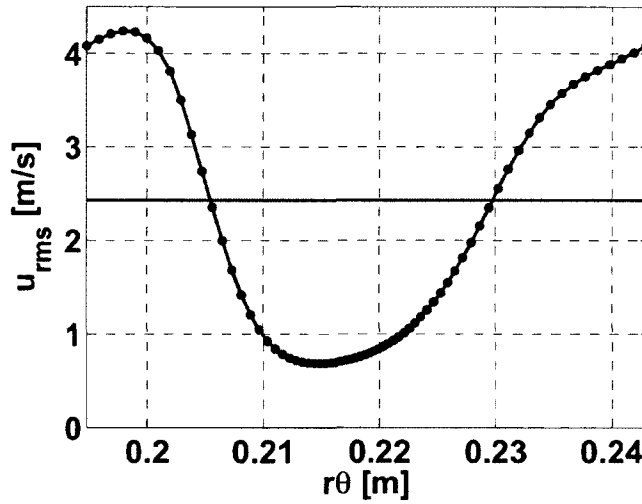


Figure C.4 Vitesse turbulente à mi-envergure sur la largeur d'un passage de pale. Bleu : valeur moyenne azimutale.

Par ailleurs, il est possible de suivre la méthode proposée par Nallasamy et Envia [108] permettant de décomposer la turbulence en une contribution du sillage et une contribution résiduelle (voir aussi le paragraphe 5.5.1 dans le cas d'un calcul LES). Cette décomposition permet de modéliser plus précisément les propriétés physiques de l'excitation. Ainsi, la vitesse turbulente résiduelle (*background*)  $u_{rms,b}$  correspond à la valeur minimale de la vitesse turbulente sur toute l'envergure. Jurdic *et al.* [81] proposent d'utiliser l'expression suivante pour calculer la vitesse turbulente du sillage (*wake*)  $u_{rms,w}$  :

$$u_{rms,w}(r) = \sqrt{(\max(u_{rms}(r)))^2 - u_{rms,b}(r)^2}, \quad (C.2)$$

où  $\max(u_{rms}(r))$  est la valeur maximale de la vitesse turbulente à chaque position radiale. La figure C.5 correspond aux profils radiaux des vitesses turbulentes résiduelle et de sillage, utilisés dans les modèles analytiques. Il est intéressant de noter les valeurs élevées de la turbulence résiduelle dans les couches limites sur les parois du conduit. De plus, la valeur de la turbulence en tête est environ trois fois plus grande que la valeur en pied. Cela correspond au tourbillon de jeu du rotor, formé entre la tête de pale et le carter et convecté jusqu'à cette position, qui contient plus de structures turbulentes que la couche limite en pied.

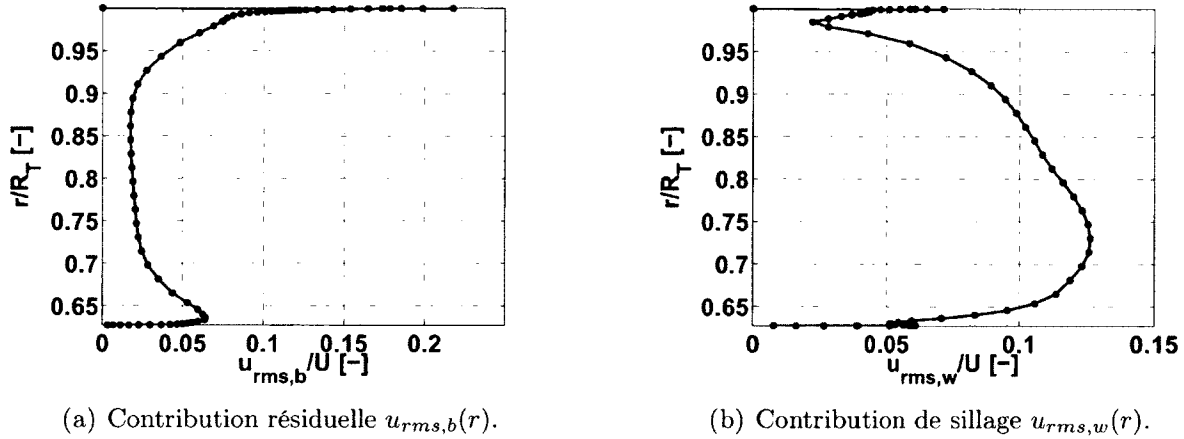


Figure C.5 Profils radiaux des intensités turbulentes.

## C.4 Echelle intégrale de turbulence

Les modèles analytiques nécessitent des modèles de spectres de turbulence afin de représenter l'excitation turbulente incidente sur les aubes. Reboul [137] utilise par exemple le modèle de von Karman pour ses calculs sur ce compresseur du DLR. Outre les informations d'intensité turbulente définies ci-dessus, les modèles de turbulence font appel à des échelles intégrales. Celles-ci représentent les ordres de grandeurs des plus grosses structures de l'écoulement [8]. Les échelles  $\Lambda_{ii}$  correspondent à l'intégrale de l'autocorrélation d'une composante de vitesse  $u'_i$ , et les échelles  $\Lambda_{ij}$  correspondent à l'intégrale de la corrélation croisée des deux composantes  $u'_i$  et  $u'_j$ ,  $(i, j) \in (1, 3)$ . Une turbulence isotrope, représentée par exemple par les modèles de von Karman ou de Liepmann, possède les propriétés suivantes :

$$\Lambda_{11} = \Lambda_{22} = \Lambda_{33}, \quad \text{et} \quad \Lambda_{ij} = \frac{1}{2}\Lambda_{ii}. \quad (\text{C.3})$$

De plus, il pourrait être possible de décomposer les échelles intégrales en une contribution résiduelle  $\Lambda_{11,b}$  et une contribution de sillage  $\Lambda_{11,w}$ . Cependant, par habitude, la relation suivante est considérée pour l'échelle intégrale longitudinale :

$$\Lambda_{11,b} = \Lambda_{11,w} = \Lambda_{11}. \quad (\text{C.4})$$

Le modèle de turbulence à deux équations  $k-l$  utilisé ici fournit directement l'échelle intégrale de longueur  $\Lambda_{11}$  via la deuxième variable scalaire. La figure C.6 correspond au profil radial de l'échelle intégrale de longueur  $\Lambda_{11}(r)$  moyennée à chaque rayon dans la direction azimutale.

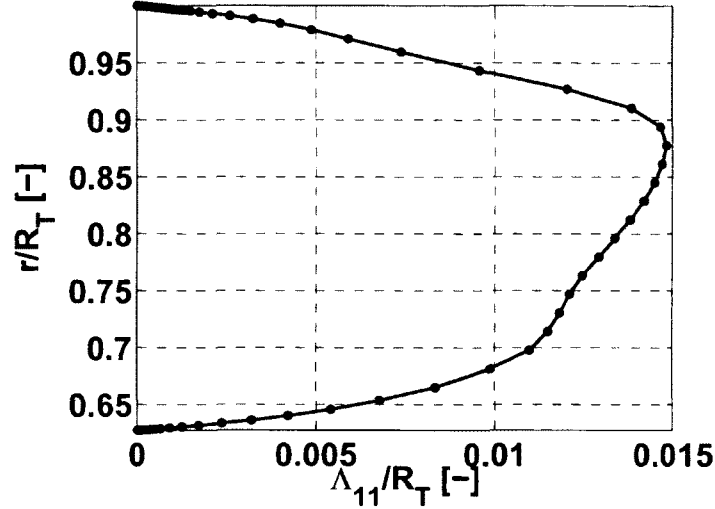


Figure C.6 Profil radial moyen de l'échelle intégrale de longueur longitudinale  $\Lambda_{11}(r)$ .

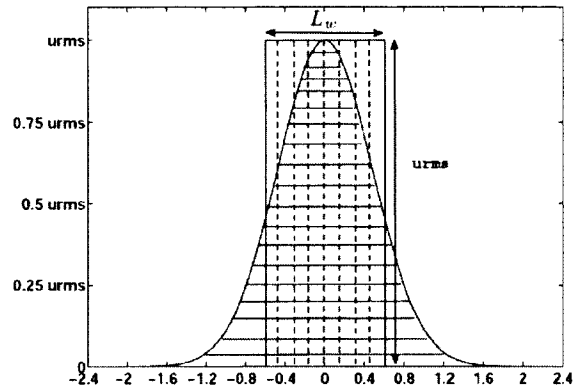
## C.5 Largeur du sillage

La méthode de décomposition de la turbulence en une contribution résiduelle et une contribution de sillage utilise une loi Gaussienne pour modéliser le sillage turbulent. Soulat *et al.* [155] ont montré la validité de cette approche sur le compresseur CME2. Cette loi Gaussienne nécessite la valeur de la largeur du sillage selon l'envergure  $L_w(r)$ . Comme schématisé sur la figure C.7(a),  $L_w$  correspond à la distance telle que l'aire du rectangle  $L_w \times \max(u_{rms})$  soit égale à l'aire sous la courbe  $u_{rms}$  :

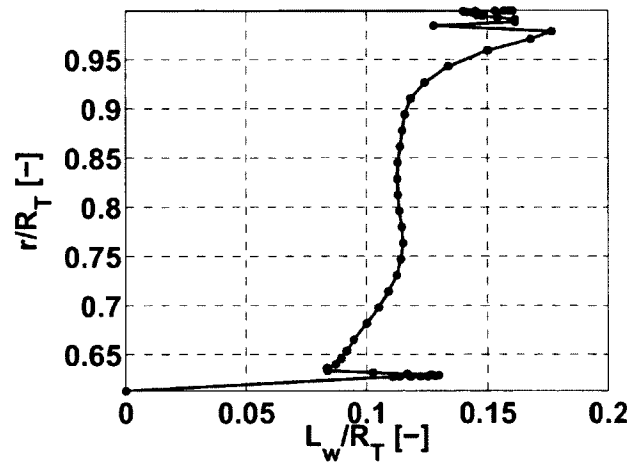
$$L_w(r) = \frac{1}{\max(u_{rms}(r))} \int_0^{2\pi/B} u_{rms}(r, \theta) r d\theta. \quad (\text{C.5})$$

Finalement la figure C.7(b) présente la valeur de la largeur du sillage selon l'envergure, utilisée dans les modèles acoustiques seulement lorsque la décomposition de la turbulence en contributions résiduelle et de sillage est appliquée.





(a) Principe de la méthode de calcul de la largeur de sillage.



(b) Profil radial de la largeur de sillage.

Figure C.7 Largeur du sillage : principe du calcul et variation selon l'envergure.

## ANNEXE D

# SPÉCIFICATIONS DES SERVEURS DE CALCULS UTILISÉS

Les simulations aérodynamiques *Turb'Flow* ont été réalisées sur le serveur Mammouth Série II installé à l'Université de Sherbrooke et faisant partie des réseaux RQCHP (Réseau Québécois de Calcul de Hautes Performances), Calcul Québec et Compute Canada. Le tableau D.1 présente les propriétés techniques de ce serveur.

Tableau D.1 Propriétés techniques du serveur Mammouth Série II.

Nombre de noeuds	308
Nombre de coeurs par noeud	8
Nombre de processeurs par noeud	2
Processeurs	Intel Xeon E5462
Fréquence des processeurs	2.8 GHz
Mémoire vive par noeud	16 Go (ou 32 Go))
Réseau	InfiniBand DDR non bloquant par section de 22 noeuds
Débit du réseau par noeud	2 Go/s
Système d'exploitation	Linux CentOS 5.5
Durée maximale du calcul ( <i>wall-clock time</i> )	120 h

Les modèles analytiques ont été parallélisés sur le serveur Colosse installé à l'Université Laval et faisant partie des réseaux CLUMEQ (Consortium Laval, Universités du Québec, de Mc Gill et de l'Est Québécois), Calcul Québec et Compute Canada. Le tableau D.2 présente les propriétés techniques de ce serveur.

Tableau D.2 Propriétés techniques du serveur Colosse.

Nombre de noeuds	960
Nombre de coeurs par noeud	8
Nombre de processeurs par noeud	2
Processeurs	Intel Xeon X5560 Nehalem
Fréquence des processeurs	2.8 GHz
Mémoire vive par noeud	24 Go (ou 48 Go))
Réseau	InfiniBand QDR non bloquant
Système d'exploitation	Linux CentOS 5.7
Durée maximale du calcul ( <i>wall-clock time</i> )	48 h

# LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] Amiet, R. K. (1975). Acoustic radiation for an airfoil in a turbulent flow. *Journal of Sound and Vibration*, volume 41, numéro 4, p. 407–420.
- [2] Anderson, J. D. (2008). *Introduction to Computational Fluid Dynamics, Lecture Series 2008-01*, chapitre Introduction. Von Karman Institute, Belgium.
- [3] Atassi, H. M., Ali, A. A., Atassi, O. V. et Vinogradov, I. V. (2004). Scattering of incidence disturbances by an annular cascade in a swirling flow. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 499, p. 111–138.
- [4] Atassi, H. M. et Hamad, G. (1981). Sound generated in a cascade by three-dimensional disturbances convected in subsonic flow. Dans *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-1981-2046.
- [5] Atassi, H. M. et Logue, M. (2008). Effect of turbulence structure on broadband fan noise. Dans *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2008-2842.
- [6] Atassi, H. M. et Logue, M. (2009). Fan broadband noise in anisotropic turbulence. Dans *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2009-3148.
- [7] Atassi, O. V. et Ali, A. A. (2002). Inflow/outflow conditions for time-harmonic internal flows. *Journal of Computational Acoustics*, volume 10, p. 152–182.
- [8] Bailly, C. et Comte-Bellot, G. (2003). *Turbulence*. CNRS Editions.
- [9] Bendat, J. S. et Piersol, A. G. (1986). *Random data, analysis and measurement procedures*. J. Wiley & Sons.
- [10] Blandeau, V., Node-Langlois, T., de Laborderie, J., Soulat, L., Moreau, S. et Posson, H. (2012). Camber effects in cascade-gust interaction noise through a simple extension of analytical models. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2012-2307.
- [11] Blandeau, V. P., Joseph, P. F., Jenkins, G. et Powles, C. J. (2011). Comparison of sound power radiation from isolated airfoils and cascades in a turbulent flow. *Journal of Acoustical Society of America*, volume 129, p. 3521–3530.
- [12] Bogey, C. (2000). *Calcul direct du bruit aérodynamique et validation de modèles acoustiques hybrides*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- [13] Bogey, C. et Bailly, C. (2004). A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *Journal of Computational Physics*, volume 194, p. 194–214.
- [14] Boudet, J. (2003). *Approches numériques pour la simulation du bruit à large bande en vue de l'application aux turbomachines*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.

- 
- [15] Boudet, J., Caro, J. et Jacob, M. C. (2011). Large-Eddy Simulation of a low-speed tip-clearance flow. Dans *9th European Turbomachinery Conference*.
  - [16] Boudet, J., Caro, J., Shao, L. et Lévêque, E. (2007). Numerical studies towards practical large-eddy simulation. *Journal of Thermal Science*, volume 16, p. 328–336.
  - [17] Brooks, T. F. et Schlinker, R. H. (1983). Progress in rotor broadband noise research. *Vertica (ISSN 0360-5450)*, volume 4, p. 287–307.
  - [18] Cahuzac, A. (2012). *Aspects cinétiques et acoustiques en simulation numérique des grandes échelles, et application à l'étude du contrôle de l'écoulement de jeu en turbomachines*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
  - [19] Cahuzac, A., Boudet, J., Jacob, M. C. et Kausche, P. (2011). Large-Eddy Simulation of a rotor tip-clearance flow. Dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2011-2947.
  - [20] Carazo, A. et Roger, M. (2010). Modélisation analytique du bruit de raies des hélices contra-rotatives. Dans *10e Congres Francais d'Acoustique*.
  - [21] Carazo, A., Roger, M. et Omais, M. (2011). Analytical prediction of wake-interaction noise in counter-rotation open rotors. Dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2011-2758.
  - [22] Caro, J., Ferrand, P., Aubert, S. et Kozuch, L. (2003). Inlet conditions effects on tip clearance vortex in transonic compressor. Dans *5th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics*.
  - [23] Carolus, T., Schneider, M. et Reese, H. (2007). Axial flow fan broad-band noise and prediction. *Journal of Sound and Vibration*, volume 300, p. 50–70.
  - [24] Casalino, D., Moreau, S. et Roger, M. (2010). One, no one and one hundred thousand methods for low-speed fan noise prediction. *International Journal of Aeroacoustics*, volume 9, numéro 3, p. 307–327.
  - [25] Cheong, C., Joseph, P. et Lee, S. (2006). High frequency formulation for the acoustic power spectrum due to cascade-turbulence interaction. *Journal of Acoustical Society of America*, volume 119, p. 108–122.
  - [26] Clair, V., Polacsek, C., Reboul, G. et Garrec, T. L. (2012). Numerical simulation of turbulence interaction noise applied to a serrated airfoil. Dans *Acoustics 2012*.
  - [27] Colin, Y., Caruelle, B., Nodé-Langlois, T., Omais, M. et Parry, A. (2012). Computational strategy for predicting CROR noise at low-speed, part 1 : review of the numerical methods. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2012-2221.
  - [28] Colonius, T. et Lele, S. K. (2004). Computational aeroacoustics : progress on non-linear problems of sound generation. *Progress in Aerospace Sciences*, volume 40, p. 345–416.

- 
- [29] Conte, F., Roger, M., Moreau, S., Sanjose, M. et Caule, P. (2011). Modeling of installation effects on the noise from subsonic axial fans. Dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*.
  - [30] Cumpsty, N. A. (1977). Review - a critical review of turbomachinery noise. *Journal of Fluids Engineering*, volume Trans. ASME 99, p. 278–293.
  - [31] de Gouvillie, B. (1998). *Calcul du bruit large bande d'un rotor caréné dû à la turbulence incidente. Application aux soufflantes de turboréacteurs*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France.
  - [32] de Laborderie, J., Moreau, S., Berry, A. et Posson, H. (2012). Several technological effects on tonal fan noise prediction. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2012-2131.
  - [33] de Laborderie, J., Posson, H. et Moreau, S. (2011). Comparison between URANS simulations and an analytical model for predicting the blade pressure distribution. Dans *9th European Turbomachinery Conference*.
  - [34] Deniau, H., Dufour, G., Boussuge, J.-F., Polacsek, C. et Moreau, S. (2011). Affordable compressible LES of airfoil-turbulence interaction in a free jet. Dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2011-2707.
  - [35] Elhadidi, B., Atassi, H. M. et Blake, W. K. (2003). Acoustic and hydrodynamic response of an annular cascade to inflow disturbances in swirling flows. Dans *4th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*. Numéro FEDSM2003-45410.
  - [36] Enghardt, L., Neuhaus, L. et Lowis, C. (2004). Broadband sound power determination in flow ducts. Dans *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2004-2940.
  - [37] Envia, E. (2002). Fan noise source diagnostic test - Vane unsteady pressure results. Dans *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2002-2430.
  - [38] Envia, E., Tweedt, D. L., Woodward, R. P., Elliott, D. M., Fite, E. B., Hughes, C. E., Podboy, G. G. et Sutliff, D. L. (2008). An assessment of current fan noise prediction capability. Dans *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2008-2991.
  - [39] Envia, E., Wilson, A. G. et Huff, D. L. (2004). Fan noise : a challenge to CAA. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, volume 18, numéro 6, p. 471–480.
  - [40] Evers, I. et Peake, N. (2000). Noise generation by high-frequency gusts interacting with an airfoil in transonic flow. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 411, p. 91–130.
  - [41] Evers, I. et Peake, N. (2002). On sound generation by the interaction between turbulence and a cascade of airfoils with non-uniform mean flow. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 463, p. 25–52.

- 
- [42] Faure, T. M., Michon, G.-J., Miton, H. et Vassilieff, N. (2001). Laser doppler anemometry measurements in an axial compressor stage. *Journal of Propulsion and Power*, volume 17, p. 481–491.
- [43] Fosso-Pouangue, A., Sanjosé, M. et Moreau, S. (2012). Jet noise simulation with realistic nozzle geometries using fully unstructured LES solver. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. volume AIAA-2012-2190.
- [44] Ganz, U. W., Joppa, P. D., Patten, T. J. et Scharpf, D. F. (1999). *Boeing 18-inch fan rig broadband noise test* (Rapport technique CR-1998-208704). NASA.
- [45] George, A. R. et Chou, S. T. (1984). Comparison of broadband noise mechanisms, analyses, and experiments on rotors. *Journal of Aircraft*, volume 21, p. 583–592.
- [46] Georgiadis, N. J., Rizzetta, D. P. et Fureby, C. (2010). Large-Eddy Simulation : current capabilities, recommended practices, and future research. *AIAA Journal*, volume 45, p. 1772–1784.
- [47] Gérard, A. (2006). *Bruit de raies des ventilateurs axiaux : estimation des sources aéroacoustiques par modèles inverses et méthodes de contrôle*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- [48] Giacche, D., Hynes, T., Baralon, S., Coupland, J., Humphreys, N. et Schwaller, P. (2013). Acoustic optimization of a ultra low count bypass outlet guide vanes. Dans *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. volume AIAA-2013-2295.
- [49] Glegg, S. A. L. (1993). Broadband noise from ducted prop fans. Dans *15th Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-1993-4402, p. 1–14.
- [50] Glegg, S. A. L. (1999). The response of a swept blade row to a three-dimensional gust. *Journal of Sound and Vibration*, volume 227, numéro 1, p. 29–64.
- [51] Gloerfelt, X. (2001). *Bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité : simulation aéroacoustique directe et application de méthodes intégrales*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- [52] Goldstein, M. E. (1976). *Aeroacoustics*. McGraw-Hill, New York.
- [53] Gourdain, N. (2005). *Simulation numérique des phénomènes de décollement tournant dans les compresseurs axiaux*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France.
- [54] Gourdain, N. (2013). Validation of large-eddy simulation for the prediction of compressible flow in an axial compressor stage. Dans *ASME Turbo Expo*. Numéro GT2013-94550.
- [55] Gourdain, N., Burguburu, S., Leboeuf, F. et Michon, G. J. (2010). Simulation of rotating stall in a whole stage of an axial compressor. *Journal of Computers and Fluids*, volume 39, p. 1644–1655.
- [56] Grace, S. M. (2012). Private communications.

- 
- [57] Grace, S. M. et Forsyth, G. (2013). Prediction of broadband fan exit guide vane response. Dans *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2013-2153.
- [58] Grace, S. M., Maunus, J. et Sondak, D. L. (2011). Effect of CFD wake prediction in a hybrid simulation of fan broadband interaction noise. Dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2011-2875.
- [59] Grace, S. M., Wixom, A., Winkler, J., Sondak, D. et Logue, M. (2012). Fan broadband interaction noise modeling. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2012-2269.
- [60] Greschner, B. et Thiele, F. (2011). Wall modeled LES simulation of rotor-stator cascade broadband noise. Dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*.
- [61] Greschner, B. et Thiele, F. (2012). Broadband noise analysis of a rotor-stator cascade using wall modeled LES simulation. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*.
- [62] Grilliat, J., Jondeau, E., Jacob, M. C. et Roger, M. (2008). Broadband noise prediction models and measurements of tip leakage flows. Dans *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2008-2845.
- [63] Groeneweg, J. F., Sofrin, T. G., Rice, E. J. et Gliebe, P. R. (1991). *Aeroacoustics of Flight Vehicles : Theory and Practice. Volume 1 : Noise Sources*, chapitre 3 : Turbomachinery Noise. NASA, p. 151-210.
- [64] Hah, C. (2009). *Large eddy simulation of transonic flow field in NASA rotor 37* (Rapport technique TM-2009-215627). NASA.
- [65] Hanson, D. B. (2001). *Theory for broadband noise of rotor and stator cascades with inhomogeneous inflow turbulence including effects of lean and sweep* (Rapport technique NASA-CR-210762). NASA, East Hartford, Connecticut, USA.
- [66] Hanson, D. B. et Horan, K. P. (1998). Turbulence/cascade interaction : spectra of inflow, cascade response and noise. Dans *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-1998-2319, p. 688-700.
- [67] Hirschberg, A. et Rienstra, S. W. (2004). An introduction to aeroacoustics, Eindhoven University of Technology.
- [68] Hixon, R., Nallasamy, M., Sawyer, S. et Dyson, R. (2005). Comparison of numerical schemes for a realistic computational aeroacoustics benchmark problem. *International Journal of Aeroacoustics*, volume 3, p. 379-397.
- [69] Hixon, R. et Sescu, A. (2010). Boundary condition for the imposition of vortical gusts with minimal acoustics. Dans *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2010-3886.
- [70] Huff, D. L. (1998). Fan noise prediction : status and needs. Dans *36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*. Numéro AIAA-1998-0177.

- 
- [71] Huff, D. L. et Envia, E. (2007). *Handbook of Noise and Vibration Control*, chapitre 89 : Jet Engine Noise Generation, Prediction and Control. Wiley.
- [72] Hughes, C. E. (2002). Aerodynamic performance of scale-model turbofan outlet guide vanes designed for low-noise. Dans *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2002-0374.
- [73] Hughes, C. E., Jeracki, R. J., Woodward, R. P. et Miller, C. J. (2002). Fan noise source diagnostic test - Rotor alone aerodynamic performance results. Dans *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2002-2426.
- [74] Hunt, J. C. R., Wray, A. A. et Moin, P. S. (1988). *Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows* (Rapport technique). Center for Turbulence Research.
- [75] Jameson, A., Schmidt, W. et Turkel, E. (1981). Numerical solutions of the Euler equation by finite volume method using Runge-Kutta time-stepping schemes. Dans *14th AIAA Fluid and Plasma Dynamic conference*. Numéro AIAA-1981-1259.
- [76] Jenkins, G., Joseph, P. F., Blandeau, V. P. et Powles, C. J. (2011). Low and high frequency models for the prediction of noise due to cascade-turbulence interaction. Dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2011-2826.
- [77] Jones, W. P. et Launder, B. E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, volume 15, p. 301–314.
- [78] Joseph, P. et Parry, A. (2001). Rotor/wall boundary layer interaction broadband noise in turbofan engines. Dans *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2001-2244, p. 1–11.
- [79] Ju, H., Mani, R., Vysohlid, M. et Sharma, A. (2013). Investigation of fan wake-OGV interaction broadband noise. Dans *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*.
- [80] Jurdic, V., Joseph, P. et Antoni, J. (2009). Investigation of rotor wake turbulence through cyclostationary spectral analysis. *AIAA Journal*, volume 47, p. 2022–2030.
- [81] Jurdic, V., Moreau, A., Joseph, P., Enghardt, L. et Coupland, J. (2007). A comparison between measured and predicted fan broadband noise due to rotor-stator interaction. Dans *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2007-3692.
- [82] Kaji, S. et Okazaki, T. (1970). Propagation of sound waves through a blade row, I : analysis based on the semi-actuator disk theory. *Journal of Sound and Vibration*, volume 11, p. 339–353.
- [83] Kaji, S. et Okazaki, T. (1970). Propagation of sound waves through a blade row, II : analysis based on the acceleration potential method. *Journal of Sound and Vibration*, volume 11, p. 355–375.
- [84] Kiock, R. (1983). Boundary layers on turbomachinery blades. Course Note 118, von Karman Institute.



- 
- [85] Koch, L. (2012). Predicting the inflow distortion tone noise of the NASA Glenn advanced noise control fan with a combine quadrupole-dipole model. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2012-2196.
  - [86] Koch, W. (1971). On the transmission of sound waves through a blade row. *Journal of Sound and Vibration*, volume 18, p. 111–128.
  - [87] Kok, J. (2000). Resolving the dependence on free-stream values for the k-omega turbulence model. *AIAA Journal*, volume 38.
  - [88] Lebrun, M. (2002). *Vers une prédiction globale du bruit des soufflantes à partir de l'analogie acoustique et des outils de mécanique des fluides numérique*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
  - [89] Lévêque, E., Toschi, F., Shao, L. et Bertoglio, J.-P. (2007). Shear-Improved Smagorinsky model for large-eddy simulation of wall-bounded turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 570, p. 491–502.
  - [90] Lighthill, M. J. (1952). On sound generated aerodynamically. Part I. General theory. *Proceeding of the Royal Society of London*, volume A211, p. 564–587.
  - [91] Liou, M. S. (1996). A sequel to AUSM : AUSM+. *Journal of Computational Physics*, volume 129, p. 364–382.
  - [92] Lloyd, A. E. D. et Peake, N. (2008). Rotor-stator broadband noise prediction. Dans *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2008-2840.
  - [93] Lui, C. et Lele, S. K. (2001). Direct numerical simulation of spatially developing, compressible, turbulent mixing layers. Dans *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2001-0291.
  - [94] Magne, S., Sanjosé, M., Moreau, S. et Berry, A. (2012). Aeroacoustic prediction of the tonal noise radiated by a ring fan in a uniform inlet flow. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2012-2122.
  - [95] Majumdar, S. J. et Peake, N. (1996). Three-dimensional effects in cascade-gust interaction. *Wave Motion*, volume 23, p. 321–337.
  - [96] Manera, J., Leneveu, R., Caro, S. et Mardjono, J. (2009). Broadband turbomachinery noise : exhaust noise computations with ACTRAN/TM and ACTRAN/DGM. Dans *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2009-3292.
  - [97] Mani, R. et Hovray, G. (1970). Sound transmission through blade rows. *Journal of Sound and Vibration*, volume 12, p. 59–83.
  - [98] Maunus, J., Grace, S. M. et Sondak, D. L. (2012). Effect of rotor wake structure on fan interaction tone noise. *AIAA Journal*, volume 50, p. 818–831.
  - [99] Meyer, H. D. et Envia, E. (1996). *Aeroacoustic analysis of turbofan noise generation* (Rapport technique NASA-CR-4715). NASA.

- 
- [100] Michon, G. J., Milton, H. et Ouayahya, N. (2005). Experimental study of the unsteady flows and turbulence structure in an axial compressor from design to rotating stall conditions. Dans *6th European Turbomachinery Conference*.
- [101] Moreau, A. et Oertwig, S. (2013). Measurements compared to analytical prediction of the sound emitted by a high-speed fan stage. Dans *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2013-2047.
- [102] Moreau, S. (2010). Etude spécialisée, GMC 702-703. Cours d'aéroacoustique. Université de Sherbrooke.
- [103] Moreau, S., Neal, D. et Foss, J. (2006). Hot-wire measurements around a controlled diffusion airfoil in an open-jet anechoic wind tunnel. *Journal of Fluids Engineering*, volume 128, p. 699–706.
- [104] Moreau, S. et Roger, M. (2005). Effect of airfoil aerodynamic loading on trailing-edge noise sources. *AIAA Journal*, volume 43, p. 41–52.
- [105] Moreau, S. et Roger, M. (2007). Competing broadband noise mechanisms in low speed axial fans. *AIAA Journal*, volume 45, numéro 1, p. 48–57.
- [106] Moreau, S., Roger, M. et Jurdic, V. (2005). Effect of angle of attack and airfoil shape on turbulence ingestion noise. Dans *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Meeting and Exhibit*. Numéro AIAA-2005-2973.
- [107] Myers, M. R. et Kerschen, E. J. (1997). Influence of camber on sound generation by airfoils interacting with high-frequency gusts. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 353, p. 221–259.
- [108] Nallasamy, M. et Envia, E. (2005). Computation of rotor wake turbulence noise. *Journal of Sound and Vibration*, volume 282, p. 649–678.
- [109] Namba, M. (1977). Three-dimensional analysis of blade force and sound generation for an annular cascade in distorted flows. *Journal of Sound and Vibration*, volume 50, p. 479–508.
- [110] Namba, M. (1987). *AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial Flow Turbomachines, vol. 1, Unsteady Turbomachinery Aerodynamics*, chapitre Chap. 4, Three-Dimensional Flows.
- [111] NASA (1999). Making future commercial aircraft quieter - Glenn effort will reduce engine noise. NASA Facts numéro FS-1999-07-003-GRC.
- [112] Nicoud, F. et Ducros, F. (1999). Subgrid-scale modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, volume 62, p. 183–200.
- [113] Organisation de l'Aviation Civile Internationale (2010). *Rapport annuel* (Rapport technique). OACI.
- [114] Ouayahya, N. (2006). *Etude expérimentale du décrochage tournant dans un compresseur axial mono-étage subsonique*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, France.

- 
- [115] Paterson, R. W. et Amiet, R. K. (1976). *Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence* (Rapport technique NASA-CR-2733). NASA.
- [116] Peake, N. (1992). The interaction between a high-frequency gust and a blade row. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 241, p. 261–289.
- [117] Peake, N. et Kerschen, E. J. (1997). Influence of mean loading on noise generated by the interaction of gusts with a flat-plate cascade : upstream radiation. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 347, p. 315–346.
- [118] Peake, N. et Parry, A. B. (2012). Modern challenges facing turbomachinery aeroacoustics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, volume 44, p. 227–248.
- [119] Pérot, F., Kim, M. S., Moreau, S., Henner, M. et Neal, D. (2010). Direct aeroacoustics prediction of a low speed axial fan. Dans *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2010-3887.
- [120] Podboy, G. G., Krupar, M. J., Helland, S. M. et Hughes, C. E. (2002). Steady and unsteady flow field measurements within a NASA 22 inch fan model. Dans *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2002-1033.
- [121] Podboy, G. G., Krupar, M. J. et Hughes, C. E. (2002). Fan noise source diagnostic test - LDV measured flow field results. Dans *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2002-2431.
- [122] Poinso, T. J. et Lele, S. K. (1992). Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics*, volume 101, p. 104–129.
- [123] Polacsek, C. et Burguburu, S. (2005). Fan interaction noise predictions using RANS-BEM coupling. *International Journal of Aeroacoustics*, volume 4, p. 153–167.
- [124] Polacsek, C., Burguburu, S., Redonnet, S. et Terracol, M. (2006). Numerical simulations of fan interaction noise using a hybrid approach. *AIAA Journal*, volume 44, p. 1188–1196.
- [125] Polacsek, C. et Desbois-Lavergne, F. (2003). Fan interaction noise reduction using a wake generator : experiments and computational aeroacoustics. *Journal of Sound and Vibration*, volume 265, p. 725–743.
- [126] Pope, S. B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, New York.
- [127] Posson, H. et Moreau, S. (2013). The effect of rotor-shielding on fan-OGV broadband noise prediction. *AIAA Journal*, volume In Press.
- [128] Posson, H., Moreau, S. et Roger, M. (2010). On the use of an uniformly valid analytical cascade response function for fan broadband noise predictions. *Journal of Sound and Vibration*, volume 329, p. 3721–3743.

- 
- [129] Posson, H., Moreau, S. et Roger, M. (2011). Broadband noise prediction of fan outlet guide vane using a cascade response function. *Journal of Sound and Vibration*, volume 330, p. 6153–6183.
  - [130] Posson, H. et Peake, N. (2012). Acoustic analogy in swirling mean flow applied to predict rotor trailing-edge noise. Dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2012-2267.
  - [131] Posson, H. et Roger, M. (2008). Experimental validation of a cascade response function for fan broadband noise predictions. Dans *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2008-2844, p. 1–20.
  - [132] Posson, H. et Roger, M. (2011). Experimental validation of a cascade response function for fan broadband noise predictions. *AIAA Journal*, volume 49, p. 1907–1918.
  - [133] Posson, H., Roger, M. et Moreau, S. (2010). On a uniformly valid analytical rectilinear cascade response function. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 663, p. 22–52.
  - [134] Posson, H., Sicot, F., Moreau, S. et Gourdain, N. (2010). Comparison of analytical and numerical predictions of stator vane pressure distribution produced by mean rotor wake impingement. Dans *ISROMAC 13*. Numéro ISROMAC Paper 46.
  - [135] Prasad, D. et Verdon, J. M. (2002). A three-dimensional linearized Euler analysis of classical wake/stator interactions : validation and unsteady response predictions. *International Journal of Aeroacoustics*, volume 1, p. 137–163.
  - [136] Premo, J. et Joppa, P. (2002). Fan noise source diagnostic test - wall measured circumferential array mode results. Dans *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2002-2429.
  - [137] Reboul, G. (2010). *Modélisation du bruit à large bande de soufflante de turboréacteur*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
  - [138] Roe, P. L. (1981). Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes. *Journal of Computational Physics*, volume 43, p. 357–372.
  - [139] Roger, M. (2009). Cours d’aéroacoustique, Ecole Centrale de Lyon, France.
  - [140] Roger, M., Moreau, S. et Guedel, A. (2006). Broadband fan noise prediction using single-airfoil theory. *Noise Control Engineering Journal*, volume 54, numéro 1, p. 5–14.
  - [141] Rozenberg, Y. (2007). *Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calculs moyennés de mécanique des fluides*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
  - [142] Sanjosé, M., Moreau, S., Kone, T. C. et Mercadier, Y. (2011). Numerical simulations of a low-speed radial fan for aeroacoustics predictions. Dans *46th Symposium of Applied Aerodynamics*.
  - [143] Schlichting, H. (1979). *Boundary Layer Theory*.

- 
- [144] Schulten, J. B. H. M. (1982). Sound generated by rotor wakes interacting with a leaned vane stator. *AIAA Journal*, p. 1352–1358.
  - [145] Schulten, J. B. H. M. (1997). Vane sweep effects on rotor/stator interaction noise. *AIAA Journal*, volume 35, p. 945–951.
  - [146] Sears, W. R. (1941). Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical application. *Journal of Aeronautic Sciences*, volume 8, numéro 3.
  - [147] Seybert, A. F. et Wu, T. W. (1997). *Encyclopedia of acoustics*, chapitre Acoustic modeling : boundary element methods. M. J. Crocker, p. 173–183.
  - [148] Sharma, A., Chen, H. et Shieh, C. M. (2010). Linearized Navier-Stokes analysis for rotor-stator interaction tone noise prediction. Dans *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2010-3744.
  - [149] Smagorinsky, J. S. (1963). General circulation experiments with the primitive equations : I the basic experiment. *Monthly Weather Review*, volume 91, p. 99–163.
  - [150] Smith, B. R. (1994). A near wall model for the k-l two equation turbulence model. Dans *25th Fluid Dynamics Conference*. Numéro AIAA-1994-2386.
  - [151] Smith, N. H. S. (2008). *Aero-Engine Design : from State of the Art Turbofans towards Innovative Architectures, Lecture Series 2008-03*, chapitre The Aerodynamic Design of the LP System. Von Karman Institute, Belgium.
  - [152] Smith, S. N. (1973). *Discrete frequency sound generation in axial flow turbomachines* (Rapport technique R & M 3709). British Aeronautical Research Council.
  - [153] Soulat, L. (2010). *Définition, analyse et optimisation aérodynamique d'un nouveau concept de traitement de carter au moyen d'outils numériques. Application aux turbomachines basse vitesse*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
  - [154] Soulat, L., Kernemp, I., Moreau, S. et Fernando, R. (2013). Numerical assessment of the noise emission of counter-rotating open rotors. Dans *10th European Turbomachinery Conference*.
  - [155] Soulat, L., Moreau, S. et Posson, H. (2011). Wake model effects on the prediction of turbulence-interaction broadband noise in a realistic compressor stage. Dans *41st AIAA Fluid Dynamics Conference*. Numéro AIAA-2011-3900.
  - [156] Tam, C. K. W. (1998). Advances in numerical boundary conditions for computational aeroacoustics. *Journal of Computational Acoustics*, volume 6, p. 377–402.
  - [157] Tam, C. K. W. et Webb, J. C. (1993). Dispersion-relation-preserving finite-difference schemes for computational acoustics. *Journal of Computational Physics*, volume 107, p. 262–281.
  - [158] Tantot, N. et Julliard, J. (2008). *Aero-Engine Design : from State of the Art Turbofans towards Innovative Architectures, Lecture Series 2008-03*, chapitre From Turbojet to Innovatives Architectures : Open Rotor and Contra Rotative Fan Engines. Von Karman Institute, Belgium.

- 
- [159] Tyler, J. M. et Sofrin, T. G. (1962). Axial flow compressor noise studies. *Society of Automotive Engineers Transactions*, volume 70, p. 309–332.
  - [160] van den Braembussche, R. A. (1994). *Inverse design methods for axial and radial turbomachines* (Rapport technique 1994-35). Von Karman Institute.
  - [161] Ventres, C. S., Theobald, M. A. et Mark, W. D. (1982). *Turbofan noise generation - Volume 1 : Analysis* (Rapport technique NASA-CR-167952). NASA.
  - [162] Ventres, C. S., Theobald, M. A. et Mark, W. D. (1982). *Turbofan noise generation - Volume 2 : Computer Programs* (Rapport technique NASA-CR-167952). NASA.
  - [163] Verdon, J. M. (2001). *Linearized unsteady aerodynamic analysis of the acoustic response to wake/blade-row interaction* (Rapport technique NASA-CR-2001-210713). NASA.
  - [164] Verdon, J. M. et Hall, K. C. (1990). *Development of a linearized unsteady aerodynamic analysis for cascade gust response predictions* (Rapport technique NASA-CR-4308). NASA.
  - [165] Vilenski, G. et Rienstra, S. (2005). Acoustic modes in a ducted shear flow. Dans *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2005-3024.
  - [166] Wang, M., Freund, J. B. et Lele, S. K. (2006). Computational prediction of flow-generated sound. *Annual Review of Fluid Mechanics*, volume 38, p. 483–512.
  - [167] Wang, M., Moreau, S., Iaccarino, C. et Roger, M. (2009). LES prediction of wall-pressure fluctuations and noise of a low-speed airfoil. *International Journal of Aeroacoustics*, volume 8, numéro 3, p. 177–198.
  - [168] Whitehead, D. S. (1972). *Vibration and sound generation in a cascade of flat plates in subsonic flow* (Rapport technique CUED/A-Turbo/TR 15). Cambridge University Engineering Laboratory Report.
  - [169] Whitehead, D. S. (1987). *AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial Flow Turbomachines, vol. 1, Unsteady Turbomachinery Aerodynamics*, chapitre Chap. 3, Classical two-dimensional methods. p. 1–30.
  - [170] Wilcox, D. C. (1993). *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, La Canada, CA.
  - [171] Wilfert, G. (2008). *Aero-Engine Design : from State of the Art Turbofans towards Innovative Architectures, Lecture Series 2008-03*, chapitre Geared Fan. Von Karman Institute, Belgium.
  - [172] Williams, J. E. F. et Hawkings, D. L. (1969). Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, volume A264.
  - [173] Wilson, A. G. et Coupland, J. (2004). Numerical prediction of aeroengine fan stage tone noise sources using CFD. Dans *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering - ECCOMAS*.

- 
- [174] Winkler, J., Moreau, S. et Carolus, T. (2009). Large-Eddy Simulation and trailing edge noise prediction of an airfoil with boundary-layer tripping. Dans *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2009-3197.
- [175] Woodward, R. P., Hughes, C. E., Jeracki, R. J. et Miller, C. J. (2002). Fan noise source diagnostic test - Far-field acoustic results. Dans *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Numéro AIAA-2002-2427.
- [176] Zhang, W., Wang, X. et Sun, X. (2013). A broadband noise model for turbulence/annular-cascade interaction. Dans *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Numéro AIAA-2013-2243.